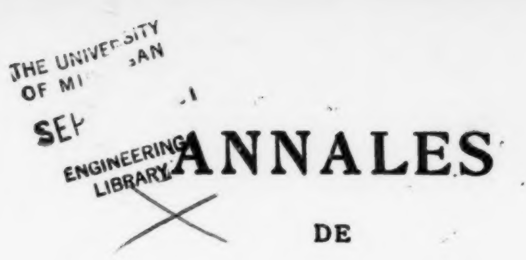


ANNALES
DE
RADIOÉLECTRICITÉ

GROUPE DE LA COMPAGNIE GÉNÉRALE DE TÉLÉGRAPHIE SANS FIL

79, Boulevard Haussmann, 79

PARIS

REVUE TRIMESTRIELLE

TOME XVI. AVRIL 1961. N° 64.

G

A

A
CA

C

C

C

C

C
E

F

La

Pr

TOME XVI AVRIL 1961 N° 64

ANNALES
DE
RADIOÉLECTRICITÉ

GROUPE DE LA COMPAGNIE GÉNÉRALE DE TÉLÉGRAPHIE SANS FIL

COMPAGNIES FRANÇAISES

CSF COMPAGNIE GÉNÉRALE DE TÉLÉGRAPHIE SANS FIL

ANALAC SOCIÉTÉ POUR L'ÉTUDE ET LA RÉALISATION DES PROCÉDÉS ÉLECTRONIQUES DE CALCUL
AREL APPLICATIONS RADIO-ÉLECTRIQUES
CAMECA COMPAGNIE D'APPLICATIONS MÉCANIQUES A L'ÉLECTRONIQUE, AU CINÉMA ET A L'ATOMISTIQUE
CERE CENTRE D'ÉTUDES ET DE RÉALISATIONS ÉLECTRONIQUES
CETT COMPAGNIE EUROPÉENNE DES TUBES TÉLÉPHONIQUES
COSEM COMPAGNIE GÉNÉRALE DES SEMI-CONDUCTEURS
CICE COMPAGNIE INDUSTRIELLE DES CÉRAMIQUES ÉLECTRONIQUES
CRM COMPAGNIE RADIO-MARITIME
EURISTA COMPAGNIE EUROPÉENNE DE RÉSISTANCES
FLOQUET SOCIÉTÉ ANONYME FLOQUET
LCC LE CONDENSATEUR CÉRAMIQUE
LTI SOCIÉTÉ POUR LES APPLICATIONS ÉLECTRONIQUES DES TRANSISTORS A L'INDUSTRIE « LE TRANSISTOR INDUSTRIEL »
MOP LE MOULAGE DE PRÉCISION
OREGA SOCIÉTÉ OREGA ÉLECTRONIQUE ET MÉCANIQUE
RO SOCIÉTÉ RADIO-ORIENT
SFRA SOCIÉTÉ FRANÇAISE RADIO-ÉLECTRIQUE AFRIQUE
SIPT SOCIÉTÉ INTERNATIONALE DE PROGRAMMES POUR TÉLÉDIFFUSION
SOCAPEX SOCIÉTÉ SOCAPEX
SOFRADEL SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE DOCUMENTATION ÉLECTRONIQUE
STÉAFIX SOCIÉTÉ STÉAFIX ET C[ie]
STEL SOCIÉTÉ DE TRAITEMENTS ÉLECTROLYTIQUES ET ÉLECTROTHERMIQUES

79, Boulevard Haussmann, PARIS

SOMMAIRE

Rédacteur scientifique : M. Jean BERNIER

Abonnements : France : 35 NF — Étranger : 50 NF — Le numéro : 15 NF.
Prière d'adresser toute correspondance au Centre de Documentation de la CSF, 101, Boulevard Murat, Paris (16e).

LE SYSTÈME DE TÉLÉVISION EN COULEURS SECAM, COMPARAISON AVEC LE SYSTÈME N. T. S. C. [1]

PAR P. CASSAGNE ET M. SAUVANET,
Compagnie Française de Télévision [2].

SOMMAIRE. — *Après un exposé des problèmes soulevés par l'introduction de la couleur en télévision, les auteurs décrivent le procédé de transmission séquentiel à mémoire ou SECAM conçu et développé par* M. Henri DE FRANCE. *Ils donnent un exemple de réalisation de décodeur et la description des fonctions assurées. L'examen des performances obtenues, par comparaison avec celles du système N. T. S. C., montre la supériorité sensible du système SECAM quant à la qualité et à l'économie.* (C. D. U. : 621.397.3.)

SUMMARY. — *Having set out the problems raised by the introduction of colour in television, the authors describe the memory sequential transmission process, or SECAM, devised and developed by M. Henri de France.*
They give an example of a design for a decoder and describe the functions provided. The examination of the performance obtained, compared to that of the N. T. S. C. system, shows the substantial superiority of the SECAM as regards quality and economical running. (U. D. C. : 621.397.3.)

INHALTSANGABE. — *Nach einer kurzen Auslegung der Probleme, welche durch die Einführung des Farbfernsehens gestellt werden, beschreiben die Verfasser das Sequenzspeicherverfahren oder SECAM-Verfahren, welches von Herrn Henri de France erfunden und entwickelt wurde. Sie geben ein Ausführungsbeispiel eines Entschlüsselungsgerätes und beschreiben die Arbeitsweise. Eine Untersuchung der Leistungsfähigkeit dieses Verfahrens bei einer Gegenüberstellung mit dem N. T. S. C.-Verfahren zeigt, dass das SECAM-Verfahren wesentliche Vorteile im Bezug auf Qualität und die Wirtschaftlichkeit ergibt.* (D. K. : 621.397.3.)

1. INTRODUCTION.

Bien qu'utilisée depuis de nombreuses années déjà, aux États-Unis, la télévision en couleurs n'a pas encore fait son apparition en Europe dans le domaine de la radiodiffusion.

Ce délai, nécessaire à l'implantation d'une infrastructure d'émission noir et blanc européenne, a l'avantage de nous permettre l'examen critique des solutions adoptées jusqu'ici et de leurs résultats.

Le choix d'un système de télévision en couleurs implique en effet l'établissement d'un compromis satisfaisant à certains critères qu'il convient d'examiner tout d'abord pour mieux cerner le problème.

1.1. Critères de base.

Ces critères se présentent sous trois aspects :

1° psycho-physique;

2° compatibilité;

3° économie.

1.1.1. ASPECT PSYCHO-PHYSIQUE. — Il est admis que la restitution correcte d'une image de télévision en couleurs exige la transmission de trois informations : les trois couleurs primaires ou une combi-

---

[1] Manuscrit reçu le 5 avril 1961.

[2] La Compagnie Française de Télévision est une filiale de la Compagnie Saint-Gobain et de la Compagnie générale de télégraphie Sans Fil.

naison quelconque de celles-ci. Si le codage de ces trois informations comporte la luminance et deux signaux de chrominance, la première doit être transmise à haute définition, comme dans le système monochrome, tandis que les deux signaux de chrominance peuvent être transmis à définition plus réduite; l'œil en déduit la teinte et la saturation de l'image.

1.1.2. DIVERSES COMPATIBILITÉS. — Compte tenu de l'existence d'un réseau de télévision monochrome, il est admis que le système de télévision en couleurs doit répondre aux trois compatibilités suivantes :

a. possibilité de capter en noir et blanc, sur des récepteurs monochromes, des émissions faites en couleurs;

b. possibilité de capter sur des récepteurs en couleurs des émissions faites en noir et blanc;

c. occupation du spectre, en télévision en couleurs, égale à celle de la télévision monochrome.

1.1.3. ASPECT ÉCONOMIQUE. — Il est de la plus haute importance que le système de télévision en couleurs permette :

— la construction économique de récepteurs en couleurs de qualité convenable et ayant une bonne sécurité de fonctionnement;

— l'utilisation de l'infrastructure existante pour la télévision en noir et blanc (faisceaux hertziens et émetteurs);

— l'enregistrement économique des images de télévision en couleurs.

Ces impératifs doivent être confrontés avec les différents types de transmission qui peuvent être envisagés et dont nous allons rappeler les principaux.

1.2. Bases des systèmes de télévision en couleurs.

La reproduction fidèle d'une image colorée fait intervenir trois informations indépendantes [3]. L'analyse « trichrome » de l'image consiste à en extraire trois vues ne comportant chacune que les brillances d'une couleur « primaire » (en intercalant des filtres colorés devant l'appareil de prise de vues). Les couleurs « primaires » choisies en télévision sont le rouge, le vert et le bleu. Les trois vues projetées avec leurs couleurs respectives et convenablement superposées donnent l'illusion exacte de l'image colorée originelle avec toutes ses gradations de teintes.

Les reproductions A, B, C et F montrent ces trois images primaires et leur composition additive.

La transmission des trois informations par des signaux électriques fait appel à deux groupes de procédés principaux :

1.2.1. SYSTÈME SÉQUENTIEL. — On peut transmettre les trois vues rouge, verte et bleue successivement, et compter ensuite sur la persistance rétinienne pour reconstituer l'image colorée complète. Ce procédé (« séquence de trame ») conduit à un encombrement prohibitif du spectre des fréquences à transmettre, ou bien à des papillotements de lumière dus aux différences de luminosité entre les trois vues primaires.

Une amélioration consiste à établir la séquence des trois couleurs primaires non plus d'une image à l'autre, mais d'une ligne à l'autre (« séquence de lignes »). Moyennant certaines précautions, telles que des renversements périodiques de la séquence, on peut, dans une certaine mesure, éviter les impressions de défilement des couleurs qui résulteraient des luminosités différentes des lignes colorées successives. L'encombrement du spectre peut être le même qu'en noir et blanc au prix d'une diminution de la définition verticale de l'image.

Les systèmes purement séquentiels ont l'avantage d'une grande simplicité, mais ils conduisent à une mauvaise utilisation de la bande de fréquences; de plus, ils ne sont pas « compatibles », en ce sens que des émissions de télévision en couleurs effectuées par un procédé purement séquentiel ne pourraient pas être reçues convenablement sur un récepteur conçu pour la télévision en noir et blanc.

1.2.2. SYSTÈME SIMULTANÉ. — Afin d'utiliser au mieux le spectre de fréquence et de satisfaire la condition de compatibilité avec les récepteurs noir et blanc, il est avantageux de « coder » les trois informations primaires pour en tirer trois signaux électriques, dont l'un représente la luminance de l'image (c'est-à-dire l'image en noir et blanc avec toutes ses gradations de gris), et les deux autres définissent la coloration de l'image, ou « chrominance ».

---

[3] En fait, les propriétés physiologiques de la vision colorée font intervenir une certaine dépendance entre ces trois informations. Ces phénomènes ont été plus particulièrement mis en évidence par les expériences récentes de Land, montrant qu'à partir de deux informations primaires judicieusement codées, l'œil pouvait reconstituer certains éléments de l'information manquante. Il serait erroné d'en conclure hâtivement que deux informations suffisent à une reproduction fidèle de l'image colorée d'origine; mais ces expériences confirment qu'il peut ne pas être indispensable de respecter le contenu exact et total des trois informations si on leur impose un codage judicieux.

L'information luminance est transmise comme une image noir et blanc normale, et on lui adjoint :

— soit deux sous-porteuses modulées respectivement par chacun des deux signaux de chrominance;

— soit une seule sous-porteuse modulée de deux façons différentes. Le système américain, normes N. T. S. C., entre dans cette dernière catégorie de procédé simultané. On y utilise deux modulations d'amplitude en quadrature, avec transmission à porteuse supprimée et démodulation synchrone à la réception. Il en résulte une modulation combinée de la sous-porteuse en amplitude et en phase.

Comme l'œil distingue mal les détails fins qui ne se différencient que par des variations de teinte sans variation de luminosité, la bande de fréquence occupée par les signaux de chrominance peut être relativement très réduite. Ces signaux peuvent donc être placés à l'intérieur du spectre normal d'une image de télévision en noir et blanc, sans pour autant réduire notablement la finesse de l'image (c'est-à-dire la bande de fréquence allouée aux signaux de luminance). On peut ainsi admettre un certain recouvrement des spectres de luminance et de chrominance par des procédés d'entrelacement de fréquences, qui reviennent en fait à introduire une séquence de points. Malheureusement, la séparation des différentes modulations introduit des complications sérieuses du récepteur et les interactions inévitables introduisent des pollutions de l'image reproduite. Enfin la protection contre les perturbations est évidemment d'autant plus critique qu'on transmet simultanément un plus grand nombre d'informations ([4]).

Il est certain, pour en revenir aux critères de base signalés précédemment, que les conditions psychophysiques ainsi que les différentes compatibilités sont respectées d'une façon satisfaisante dans le système N. T. S. C. C'est d'ailleurs là que réside la grande œuvre de ceux qui ont élaboré ce système, d'avoir su à la fois mettre en évidence la complexité de ces critères et trouver des solutions très élégantes à tous ces problèmes.

En ce qui concerne le critère économique, seule l'expérience acquise au cours des huit dernières années peut nous permettre de juger dans quelle mesure le système N. T. S. C. représente réellement le meilleur choix. Malgré les progrès considérables accomplis dans la technique de la construction des récepteurs en couleurs, le fait que, dans le système N. T. S. C., on doit transmettre sur la même sous-porteuse, simultanément deux informations de chrominance, impose des tolérances très sévères sur de nombreuses caractéristiques radioélectriques dans les récepteurs et également dans les équipements de transmission.

Il est bon de rappeler que, non seulement pour les équipements « Grand Public », mais également pour les équipements professionnels multiplex, on évite à tout prix la transmission des informations en utilisant deux types de modulation de la même porteuse, afin de diminuer les risques de diaphonie.

En effet, lorsqu'on module le signal en amplitude, il suffit d'observer certaines tolérances sur la courbe amplitude-amplitude, les distorsions de phase n'ayant qu'une influence de second ordre. De même, la modulation en fréquence ou en phase (pratiquement insensible aux distorsions d'amplitude), impose certaines tolérances sur la courbe de transfert de phase. Si par contre l'information est transmise simultanément en amplitude et en phase, les appareils deviennent compliqués et leur maintenance s'avère délicate.

C'est le cas des récepteurs N. T. S. C. basés sur la reconstitution de la porteuse avec détection synchrone de signaux de chrominance modulés en phase et en amplitude.

Il semble donc souhaitable de rechercher un codage plus parfait de l'image en couleurs. Les restrictions de largeur du spectre de chrominance qui sont la base principale du codage dans ces systèmes (et en particulier dans le système N.T.S.C.) ont été établies pour obtenir un rendu des détails colorés *horizontaux* qui corresponde approximativement au pouvoir séparateur de l'œil pour les colorations d'égales brillances. La définition *verticale* de la chrominance obtenue par ces procédés est donc inutilement surabondante, et il serait légitime de la diminuer aussi jusqu'à la limite de perception des détails colorés, afin de bénéficier d'un codage de l'image donnant des conditions de transmission plus satisfaisante, ou une conception plus simple des appareillages.

Le système SECAM ([5]) offre une solution réduisant

([4]) Heureusement les pollutions qui apparaissent uniquement comme des variations de teinte, sans variation de luminosité, sont beaucoup moins gênantes que celles qui s'introduisent dans la voie luminance, si bien que l'image en couleurs transmise par les procédés qui transmettent séparément la luminance et la chrominance bénéficie d'une protection *subjective* presque équivalente à celle de l'image de télévision en noir et blanc.

([5]) Abréviation de « Séquentiel à mémoire ».

par un facteur 2 le montant des informations chromatiques verticales qui permet de s'affranchir de la double modulation de la sous-porteuse ainsi que nous allons le montrer maintenant.

2. PRINCIPE DU SYSTÈME SÉQUENTIEL A MÉMOIRE " SECAM ".

Puisque l'œil est peu sensible aux variations fines de coloration qui ne sont pas accompagnées de variations de luminosité, la perte de définition verticale et les phénomènes stroboscopiques signalés pour le procédé à séquence de lignes perdent toute importance s'ils ne jouent que sur l'information de chrominance. La combinaison optimale semble donc être trouvée dans un système qui transmet la luminance dans le spectre « video » normal, auquel on adjoint une seule sous-porteuse *modulée d'une seule façon*, mais séquentiellement, par les deux informations de chrominance. Si, de plus, on emmagasine chacune de ces informations à la réception, de façon à pouvoir l'utiliser pendant deux lignes successives, les signaux primaires rouge, vert, bleu qu'on en déduit peuvent être présentés *simultanément* au système reproducteur d'image, qui fonctionne ainsi d'une façon aussi satisfaisante que dans le cas d'un procédé purement simultané.

Puisque la sous-porteuse de chrominance ne transmet qu'une seule modulation, on peut choisir le type de celle-ci pour donner les meilleures performances, la meilleure protection contre les perturbations et la plus grande facilité de conception et de réglage du récepteur. Dans ce choix, il faut tenir compte du fait que le signal de luminance est obligatoirement modulé en amplitude (pour des raisons de compatibilité avec les standards de télévision en noir et blanc). Dans les premières expériences du système SECAM, on modulait la sous-porteuse de chrominance en amplitude; ces expériences ont prouvé que ce type de modulation était trop sensible aux perturbations et aux intermodulations. La modulation de phase a été rejetée à cause de sa susceptibilité aux distorsions et à cause des complications de réglage qu'elle entraînerait dans le récepteur. Finalement, c'est le choix d'une modulation de fréquence de la sous-porteuse de chrominance qui s'est imposé. Outre ses propriétés intrinsèques d'insensibilité aux agents extérieurs et aux non-linéarités ou variations de caractéristiques des amplificateurs, la modulation de fréquence offre un intérêt décisif en présence de la modulation d'amplitude de la voie luminance. Cette combinaison permet d'obtenir le maximum de protection réciproque contre les interactions entre les deux informations luminance et chrominance. Si l'on tient compte également du fait que les fréquences élevées du spectre de luminance ne contiennent que peu d'énergie, il est possible de placer la sous-porteuse de chrominance dans la partie supérieure de ce spectre sans qu'il soit nécessaire de le tronquer, ni à l'émission, ni à la réception ([6]).

En résumé, le système SECAM est caractérisé par :

— la transmission simultanée de deux informations seulement;

— une modulation d'un type unique sur la sous-porteuse de chrominance;

— une transmission des informations chrominance à séquence de lignes;

— la mise en mémoire d'une ligne à l'autre à la réception de ces informations.

2.1. Composition du signal transmis.

La figure 1 représente le spectre de fréquence du signal composite. L'amplitude du signal représente

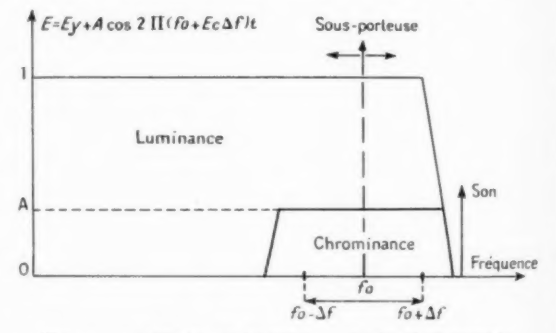


Fig. 1. — Spectre de fréquence du signal composite.

la luminance de chaque point de l'image et la fréquence instantanée de la sous-porteuse représente sa coloration, suivant la relation

$$E = E_y + A\cos 2\pi (f_0 + E_c \Delta f)\,t \tag{1}$$

où les tensions E, E_y et E_c sont prises en valeurs *relatives* par rapport à la tension qui correspond au blanc maximal.

E est la tension relative instantanée du signal composite.

E_y est la tension du signal de luminance.

E_c est la tension du signal de chrominance.

([6]) Puisque la sous-porteuse modulée en fréquence présente une amplitude constante, sa présence dans le spectre de luminance ne modifie pas les luminosités des plages colorées en fonction de leur teinte comme on le constate dans le cas d'une sous-porteuse d'amplitude variable.

E_y et E_c sont dérivés des trois signaux primaires E_r, E_v et E_b résultant de la prise de vues avec des filtres respectivement rouge, vert et bleu.

E_y est la composition linéaire de ces signaux suivant les sensibilités relatives de l'œil pour les trois couleurs primaires :

(2) $$E_y = 0{,}30\,E_r + 0{,}59\,E_v + 0{,}11\,E_b.$$

constante A, avec une déviation de fréquence Δf (7), comme indiqué par la relation (1).

La figure 2 représente : *a*. le signal de chrominance video E_c pendant deux lignes successives, et *b*. la modulation $e_c = A \cos 2\pi\,(f_0 + E_c\,\Delta f)\,t$ de la sous-porteuse par ce signal, dans le cas de la transmission d'une mire de barres colorées donnant la suite de couleurs pures : blanc, jaune, turquoise, vert, mauve, rouge, bleu. (Le blanc est la composition de trois couleurs primaires rouge, vert, bleu; le jaune, le

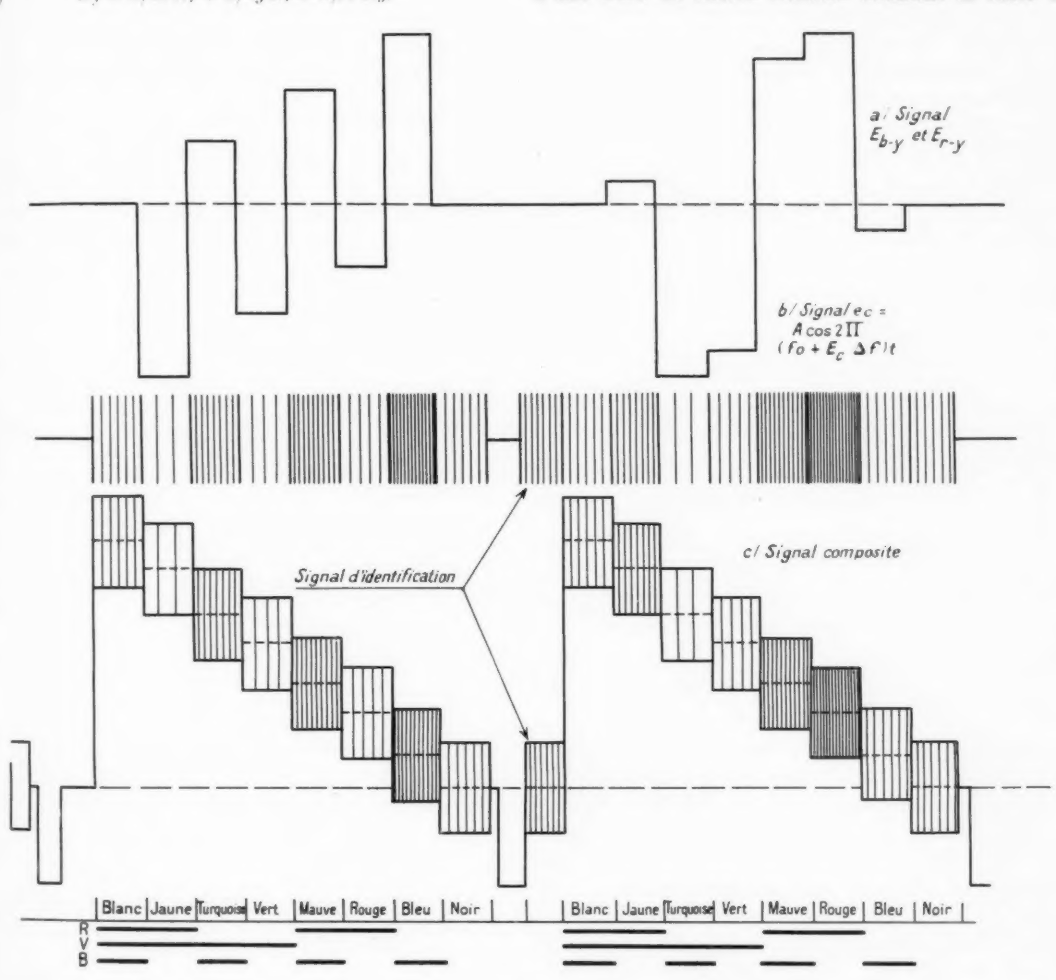


Fig. 2.

E_c prend alternativement, d'une ligne d'analyse à la suivante, les valeurs :

(3) $$E_{r-y} = 1{,}43\,(E_r - E_y)$$

et

$$E_{b-y} = 1{,}12\,(E_b - E_y).$$

Ces signaux modulent en fréquence la sous-porteuse de fréquence centrale f_0 et d'amplitude

(7) Des conditions satisfaisantes du point de vue de la protection contre les perturbations ont été obtenues avec $A = 0{,}16$ et $\Delta f = 700$ kHz pour les couleurs saturées de brillance 75 %.

turquoise et le mauve sont les combinaisons rouge + vert, vert + bleu et bleu + rouge respectivement.) On remarquera sur la figure 2 *b* que la sous-porteuse est coupée dans l'intervalle entre deux lignes successives; mais on laisse subsister, avant la ligne modulée par le signal E_{r-y}, un train d'onde à la fréquence centrale f_0, qui sert à identifier la séquence à la réception.

La figure 2 *c* montre le signal composite obtenu par la superposition du signal de chrominance e_c au signal de luminance E_y. (L'ordre des barres colorées a été choisi pour donner des luminances décroissantes de gauche à droite.) On reconnaît encore la présence du signal d'identification des lignes E_{r-y} et E_{b-y}, sur l'un des paliers suivant l'impulsion de synchronisation.

Il est possible de donner une idée plus concrète de ces nouvelles primaires de transmission ainsi que assimilée à l'absence de modulation chromatique.

La description du signal composite montre bien aussi que le spectre de fréquence occupé par ce signal est identique à celui des émissions actuelles grâce au recouvrement des spectres utilisés, comme dans le système N. T. S. C.

Il convient cependant d'examiner maintenant les moyens de décodage et les performances générales du système SECAM pour vérifier son aptitude à une utilisation de transmission et de radiodiffusion.

2.2. Circuits de réception.

Le récepteur de télévision en couleurs suivant le système SECAM peut être conçu sensiblement comme un récepteur noir et blanc jusqu'à la détection et comprendre au lieu de l'amplificateur video ordinaire, les circuits d'un décodeur du genre de celui schématisé sur la figure 3.

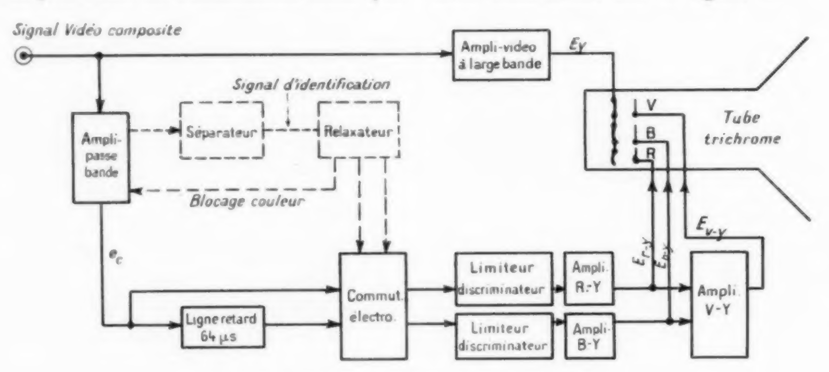


Fig. 3. — Bloc-diagramme de décodage.

de l'importance relative de leur contribution à la reconstitution de l'image. Les reproductions *D* et *E* montrent, en effet, d'une part, le signal de luminance tel qu'il est reproduit par un récepteur trichrome et d'autre part, les parties positives des signaux de chromativité dont la superposition au précédent permet la reconstitution trichrome figurée conjointement. Il est, dès lors, assez évident que le système SECAM satisfait aux différentes conditions psychophysiques et de compatibilité signalées précédemment. La luminance, seule mise en évidence par les récepteurs noir et blanc, assure une reproduction achrome de qualité, la sous-porteuse couleur d'amplitude constante se traduisant seulement par une ponctuation fine de faible visibilité superposée au dessin. Lors d'une réception d'émission noir et blanc, le récepteur couleur utilise le signal reçu comme signal de luminance qui est reproduit en noir et blanc, l'absence de sous-porteuse étant

Le décodeur reçoit le signal video composite et fournit au tube trichrome les éléments nécessaires à la reconstitution des trois vues primaires rouge, verte et bleue. Cette reconstitution suppose les opérations suivantes :

— séparation de la sous-porteuse modulée e_c à l'aide de circuits sélectifs à bande étroite (± 1 MHz environ);

— mise en mémoire de l'information chrominance séquentielle pendant la durée d'une ligne d'analyse, et aiguillage vers les démodulateurs fournissant simultanément les signaux E_{r-y} et E_{b-y};

— amplification à large bande du signal composite, et combinaison linéaire de ce signal avec les tensions démodulées E_{r-y} et E_{b-y} pour retrouver les trois informations primaires E_r, E_v, E_b.

Puisque les spectres de E_{r-y} et E_{b-y} ne comprennent pas de composante au-delà de 1 MHz environ, les



A



B



C



D



E



F



G



H



J



K

détails fins horizontaux des signaux reconstitués E_r, E_v, E_b sont fournis par la voie à large bande E_Y. Cette approximation (principe des « mixed-highs » d'ailleurs également utilisé dans le N. T. S. C.) concorde avec les propriétés physiologiques de l'œil qui perd la notion de coloration dans les détails fins. La même propriété est utilisée aussi dans le sens vertical où les colorations sont partiellement étendues sur les points homologues de deux lignes successives (par l'action du dispositif de mémoire), tandis que la définition verticale du signal de luminance reste inchangée.

La figure 3 montre un exemple de dispositif de décodage destiné à actionner un tube trichrome. (On pourrait aussi, si désiré, obtenir les signaux *électriques* E_r, E_b, E_v en remplaçant le tube par une matrice électronique.) Le signal composite attaque, d'une part, un amplificateur à large bande fournissant le signal de luminance aux cathodes du tube trichrome, et, d'autre part, un amplificateur passe-bande ($f_0 \pm 1$ MHz). Le signal modulé en fréquence e_c sélectionné par cet amplificateur, est envoyé simultanément, par une voie directe et par une voie retardée, sur les deux entrées d'un commutateur électronique. Le retard de 64 μs (durée d'une ligne d'analyse) est actuellement obtenu au moyen d'une ligne ultrasonique de faibles dimensions (*fig.* 4).

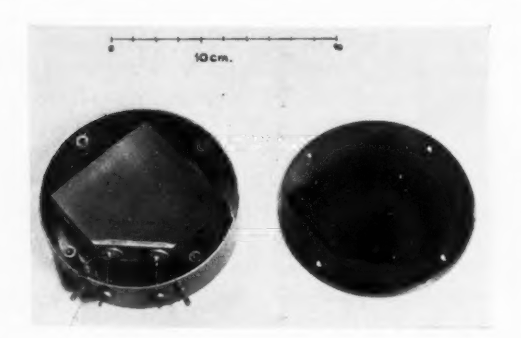


Fig. 4. — Exemple de ligne ultrasonique (publié avec autorisation de Quartz et Silice).

D'autres systèmes de mémoire peuvent être utilisés. Le commutateur électronique peut être constitué simplement par quatre diodes montées en pont. A la sortie du commutateur, on trouve sur une voie la modulation correspondant à E_{r-Y}, répétée toutes les deux lignes, et sur l'autre voie la modulation E_{b-Y}, également répétée. Après limitation et démodulation, les signaux video reconstitués E_{r-Y} et E_{b-Y} sont mélangés entre eux pour donner $E_{v-Y} = E_v - E_Y$, et les trois tensions $E_r - E_Y$, $E_v - E_Y$, $E_b - E_Y$ sont appliquées aux Wehnelts du tube trichrome dont les cathodes sont attaquées par E_Y. Les courants de faisceau des trois canons se trouvent ainsi effectivement modulés par E_r, E_v et E_b et illuminent respectivement les phosphores rouge, vert, bleu avec les brillances respectives de ces trois informations.

Le décodeur comporte également une voie auxiliaire (en pointillés sur la figure) destinée à actionner le commutateur électronique de chrominance en synchronisme avec la séquence établie à l'émission ([8]). A cet effet, le signal d'identification présent dans les paliers précédant les lignes $R - Y$ (*fig.* 2) est extrait du signal de chrominance e_c par coïncidence avec une impulsion dérivée de la synchrolignes (qui peut être, par exemple, prélevée sur le transformateur de balayage horizontal du tube trichrome). Le signal d'identification ainsi séparé déclenche le basculement d'un relaxateur dont les signaux actionnent le commutateur, mettant en communication alternativement chacune des voies de démodulation avec les sorties des voies directe et retardée. L'absence permanente du signal d'identification caractérise une émission en noir et blanc et provoque l'arrêt du relaxateur. Une tension moyenne peut être prélevée sur une électrode de celui-ci pour bloquer le canal de chrominance et supprimer toutes les colorations en cas de transmission d'une image monochrome ou d'une absence de réception de la sous-porteuse. La « compatibilité inverse » est donc assurée d'une façon très simple.

Ces circuits ne comportent pas un nombre de tubes supérieur à celui qu'on trouve dans toute la partie « chrominance » d'un récepteur N. T. S. C.

Il est aussi possible de décoder les signaux de chrominance directement à la fréquence intermédiaire du récepteur, sans passer par le détecteur, puisque la phase exacte de la sous-porteuse par rapport aux composantes de luminance n'est pas critique, et que même la fréquence centrale f_0 n'a besoin d'être définie qu'à quelques kHz près. Une telle disposition, qui serait très difficilement

([8]) Ce processus d'identification rappelle la « synchronisation de couleurs » du système N. T. S. C. Cependant il fait appel à des circuits beaucoup plus simples et faciles à ajuster, car la voie de séparation du signal d'identification SECAM a seulement la tâche de déceler la présence ou l'absence de ce signal, mais n'a pas à reconnaître sa phase. Il en résulte aussi que les perturbations qui affectent le signal d'identification ne peuvent introduire aucun virage coloré tant qu'elles n'atteignent pas une amplitude telle que ce signal n'en soit plus discernable.

réalisable avec les systèmes à modulation amplitude-phase, a l'avantage de réduire encore tout risque d'intermodulation entre les informations de luminance et de chrominance et de rendre encore moins critique la réponse des amplificateurs à fréquence intermédiaire. (On peut utiliser des « platines MF » standard pour télévision en noir et blanc.)

Comme déjà signalé, l'information de luminance peut être fournie au tube sous la forme du signal video composite, sans limitation de bande. Ce signal contient évidemment, en sus des tensions de luminance E_y, la sous-porteuse de chrominance. Mais puisque celle-ci a une amplitude constante, sa détection par la courbure de la caractéristique du tube affecte seulement d'une façon permanente la luminosité générale, sans changer les luminances relatives des couleurs.

Les niveaux des signaux de chrominance démodulés sont déterminés entièrement par les caractéristiques des deux ensembles limiteur-discriminateur des voies E_{r-y} et E_{b-y}, et sont équilibrés d'une façon très stable si ces deux dispositifs sont réalisés de façon identique. Les variations de niveau haute fréquence ou les variations de gain intervenant dans les canaux d'amplification et de décodage de la sous-porteuse de chrominance qui ne dépassent pas le seuil d'action des limiteurs n'ont pratiquement aucun effet sur les teintes de l'image reproduite. *Il n'est donc pas utile de prévoir de réglages autres que ceux d'un récepteur noir et blanc normal.* Ceci apporte certainement une garantie de fidélité des couleurs en exploitation supérieure à celle du N.T.S.C. On a constaté, en effet, qu'un spectateur non éduqué, ayant à sa disposition les réglages de plusieurs paramètres de la coloration et cherchant à rattraper un virage de teinte, risquait, par déréglages cumulatifs, d'accentuer gravement les défauts. La stabilité des teintes inhérente au mode de transmission de la chrominance dans le système SECAM est donc finalement aussi une garantie de la fidélité de reproduction de l'image colorée chez l'usager.

3. ÉVALUATION DES PERFORMANCES.

L'examen des performances d'un mode quelconque de transmission suppose l'étude et l'appréciation des distorsions subies par les différents signaux du fait du système de multiplexage ou des défauts introduits par la transmission. Il s'accompagne de la détermination des tolérances admissibles pour les différents paramètres, compte tenu de certains critères de qualité caractéristiques des informations transmises.

Le cas de la télévision en couleurs introduit en particulier des critères d'ordre psycho-physiologiques impliquant les jugements subjectifs d'un grand nombre d'observateurs. Parmi les plus importants, il convient d'examiner en particulier, outre l'aptitude à la reproduction des images colorées et la compatibilité du mode envisagé, déjà exposées dans les deux premières parties :

— la susceptibilité aux signaux parasites introduits lors de transmissions réelles;

— les détériorations subies par les différentes informations du fait des caractéristiques non idéales des appareillages utilisés qui se traduisent par des servitudes ou tolérances spécifiques du système de codage.

Un tel examen d'ensemble, portant sur des points très divers, peut être facilité en procédant par comparaison systématique avec le système N. T. S. C. soumis aux mêmes conditions d'expérimentation.

Il paraît souhaitable, en outre, de ne pas s'en tenir à une comparaison directe du fait des difficultés d'évaluation de l'importance relative des défauts mais d'effectuer aussi, chaque fois que cela est possible, la mesure quantitative correspondant au seuil de visibilité dans chacun des systèmes en comparaison. L'apparition d'une perturbation est, en effet, généralement plus facile à apprécier (par exemple en se référant à l'image correspondante non perturbée) que son degré d'importance, surtout lorsque les caractères de l'effet observé diffèrent notablement de l'un des types de codage à l'autre.

Dans l'examen de certaines performances cependant, cette procédure devra être complétée par des mesures de comparaison directe à des niveaux de perturbation plus élevés que le seuil pour mieux traduire les conditions réelles d'utilisation.

L'application de ces principes à l'étude comparative des systèmes N. T. S. C. et SECAM a conduit à la mise au point de procédures de mesures qui seront exposées pour chaque point particulier et permettent de porter un jugement de valeur sur une version d'expérimentation, dont les différentes caractéristiques sont les suivantes :

— signal de luminance conforme au standard 625 lignes;

— sous-porteuse couleur modulée en fréquence séquentiellement par les signaux $R - Y$ et $B - Y$;

— fréquence centrale 4,43 MHz;

— excursion de fréquence maximale nominale pour 100 % de saturation : ± 0,7 MHz ([9]);

— amplitude crête à crête de la sous-porteuse : 40 % du signal noir-blanc;

— dispositif de synchronisation à l'émission de la sous-porteuse couleur au début de chaque ligne.

3.1. Susceptibilité aux signaux parasites.

L'expérimentation entreprise pour déterminer la susceptibilité relative des systèmes N. T. S. C. et SECAM aux perturbateurs d'origine externe a porté sur la détermination des seuils de visibilité du bruit non récurrent et des interférences.

système N. T. S. C. et du système SECAM, ceux de versions commerciales (8 et 6 tubes respectivement) convenablement réglées et contrôlées avant chaque série de mesures.

Les observateurs étaient, en outre, des techniciens expérimentés connaissant la forme des défauts dont un opérateur séparé réglait, à leur demande, l'amplitude jusqu'au niveau désiré.

Les écarts entre observateurs différaient d'au plus 6 dB, traduisant partiellement leur acuité visuelle, mais, pour un même observateur, se maintenaient à 3 dB au plus et 1 dB en moyenne. Le résultat donné par la moyenne des valeurs obtenues pour chacun d'eux peut donc être considéré comme

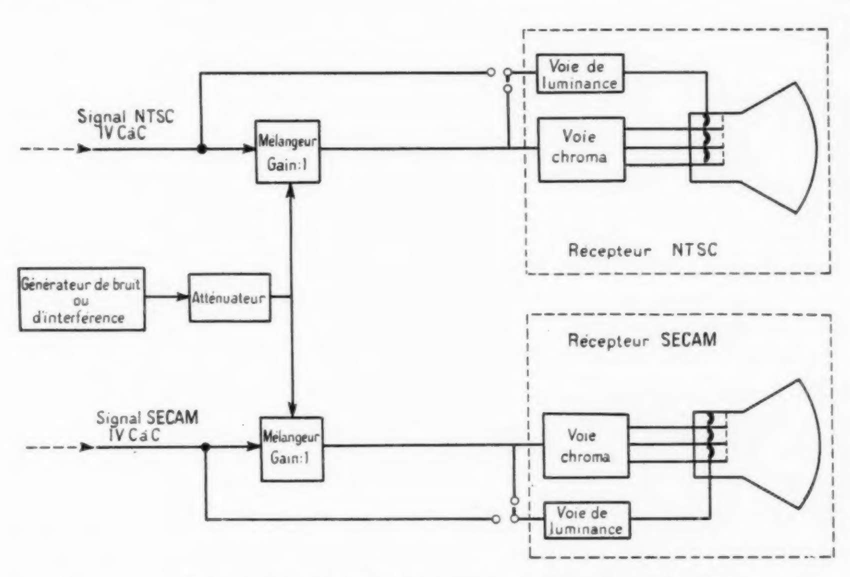


Fig. 5. — Appareillage de mesure des seuils de visibilité.

L'installation de mesure comporte une chaîne d'analyse et de reproduction d'images en couleurs, fonctionnant en video, dans laquelle s'insèrent les dispositifs de codage et de décodage ainsi que les sources de perturbation : générateur de bruit, d'interférence, etc. On a représenté sur la figure 5 la partie du montage permettant d'insérer le signal parasite.

Les moyens de décodage mis en œuvre pour ces différentes mesures étaient, dans les deux cas du

la limite de visibilité à la distance d'observation normale de quatre fois la hauteur de l'image.

3.1.1. Sensibilité au bruit non récurrent. — Deux séries de mesure ont été effectuées pour la détermination du seuil de visibilité du bruit sur les différentes plages colorées d'une mire de barres.

Dans une première série, le bruit, introduit sur l'ensemble du signal composite SECAM ou N. T. S. C., est atténué jusqu'à disparition totale sur la plage examinée par l'observateur. On note alors la valeur du rapport $\frac{\text{signal}}{\text{bruit}}$.

La moyenne des résultats de quatre observateurs

([9]) De même que pour le N. T. S. C. où l'amplitude de la sous-porteuse couleur n'atteint jamais, pour la transmission d'images naturelles, les niveaux nominaux, maximaux prévus, l'excursion de fréquence réelle est très inférieure à ± 700 kHz et la bande globale video du signal composite peut être limitée à 5 MHz.

pour chaque système et pour chaque plage a été reportée sur la figure 6.

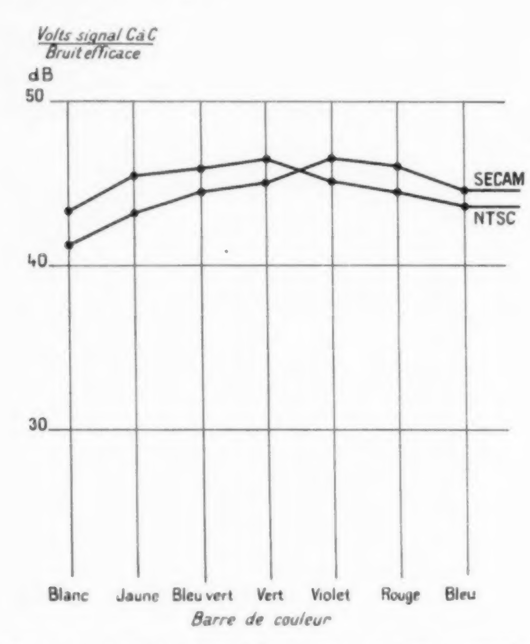


Fig. 6. — Seuil de visibilité du bruit du signal composite.

La contribution de bruit apportée par la voie de luminance est, aussi bien pour le système SECAM que pour le système N. T. S. C., prépondérante dans le bruit global et peut masquer les différences de rapport $\frac{\text{signal}}{\text{bruit}}$ des voies chromatiques. On a donc, dans une deuxième série de mesures, introduit le bruit sur ces dernières seules et mesuré, de la même façon, les seuils de visibilité sur les différentes plages.

La moyenne des résultats de quatre observateurs est présentée de même sur la figure 7.

Dans les deux cas, la comparaison entre N. T. S. C. et SECAM montre que les deux systèmes peuvent être considérés comme équivalents et que le seuil de visibilité du bruit se place aux environs de 44 dB.

3.1.2. Sensibilité aux interférences. — Le signal composite N. T. S. C. présentant une susceptibilité particulière aux interférences sinusoïdales, voisines de la porteuse couleurs, de fréquence « multiple impair entier » de la demi-fréquence ligne dont il n'existe pas l'équivalent pour le signal SECAM, on a recherché des conditions de mesure aisément reproductibles et permettant une comparaison valable.

Deux procédures ont été ainsi dégagées :

Dans une première série de mesures, le signal perturbateur additionné aux signaux composites est obtenu à partir d'un générateur sinusoïdal modulé en fréquence par du bruit avec une déviation suffisante pour que la fréquence instantanée balaie largement l'intervalle entre les harmoniques de la fréquence ligne. La fréquence centrale varie entre 3 et 5 MHz afin de couvrir la totalité du spectre du signal chromatique. Pour chaque fréquence, l'observateur recherche le seuil de visibilité de l'interférence de la même façon que lors des mesures de bruit.

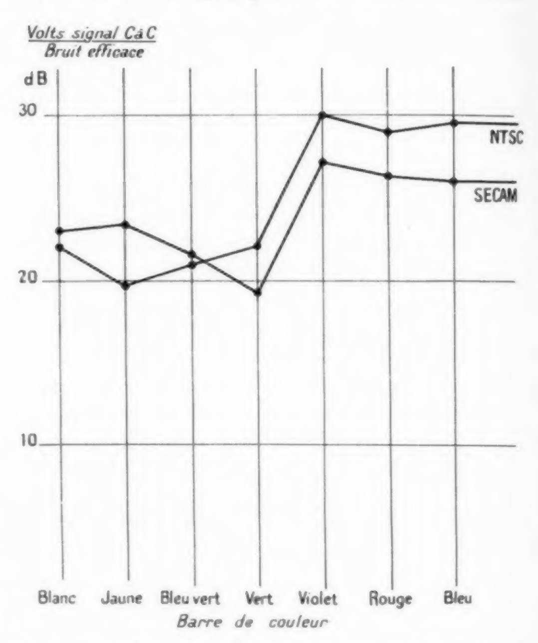


Fig. 7. — Seuil de visibilité du bruit du signal chromatique.

La moyenne des résultats de quatre observateurs pour chacun des systèmes est présentée figure 8 en fonction de l'écart de fréquence de l'interférence par rapport à la sous-porteuse couleur.

Dans une deuxième série de mesures, les fréquences d'interférences ont été choisies parmi les multiples impairs de la demi-fréquence ligne augmentées de 5 Hz pour obtenir des structures mobiles de haute visibilité et mesurer l'augmentation de protection nécessaire.

Les moyennes des résultats de cinq observateurs sont présentées figure 9 en fonction de l'écart de fréquence par rapport à la sous-porteuse couleur. On note le bénéfice sensible de protection du SECAM qui semble même présenter une protection parti-

culière contre ces fréquences. En effet, un décalage systématique de 50 Hz de part ou d'autre de la valeur exacte $(2k+1)\frac{F_l}{2}$ provoque, dans le système SECAM, l'apparition de structures plus visibles dont le seuil a été mesuré pour quelques fréquences indiquées par les croix sur la figure 9. On peut donc en conclure que, *dans les cas les plus défavorables pour chacun des deux systèmes* envisagés ici, la perturbation provoquée par le signal parasite présente moins d'importance dans le système SECAM que dans le système N. T. S. C.

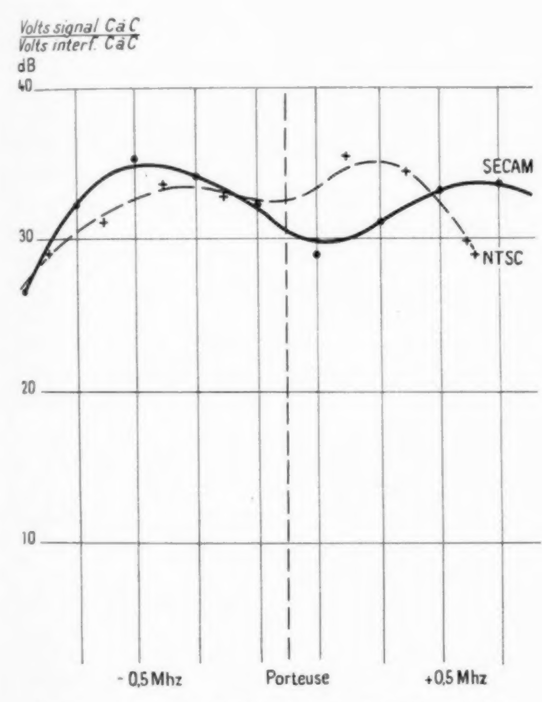


Fig. 8. — Seuil de visibilité d'une interférence F. M.

D'autres résultats, obtenus avec des niveaux plus élevés de perturbation, par égalisation de gêne avec une interférence sinusoïdale étalon introduite dans la voie de luminance, ont confirmé cette conclusion. Il apparaît, *toujours dans les cas les plus défavorables pour les deux systèmes*, que le système SECAM présente 5 dB environ de protection supplémentaire.

Ceci est illustré par les clichés G et H où l'on a reproduit les structures d'interférences obtenues, respectivement pour le SECAM et le N. T. S. C. pour le même niveau de parasite dans le cas le plus défavorable pour chacun d'eux.

3.1.3. Susceptibilité aux échos et réceptions a trajets multiples. — Bien que les essais systématiques de l'étude de ces perturbations ne soient qu'à leur début, il apparaît déjà que le système SECAM présente un avantage sensible sur le système N.T.S.C.

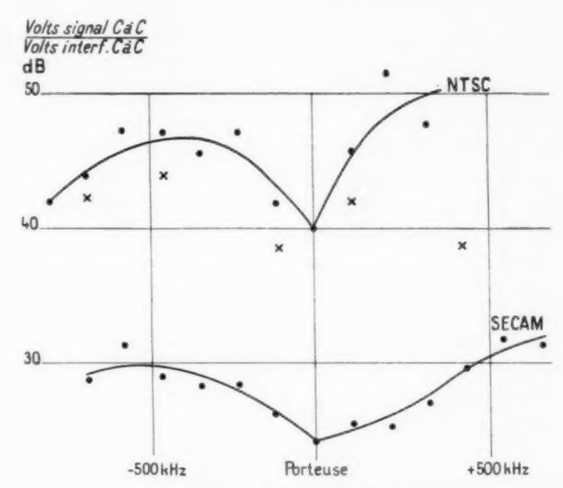


Fig. 9. — Seuil de visibilité des interférences du type $(2k+1)\frac{F_l}{2}$.

On peut, en effet, considérer que le signal d'écho se comporte comme un perturbateur sinusoïdal analogue à ceux envisagés au paragraphe précédent et que la réception bénéficie de l'avantage de protection signalé.

En outre, dans le cas du système N. T. S. C., la phase de l'onde réfléchie peut jouer un rôle important dans la teinte des larges plages de couleur reproduites (principalement si les différences de temps de propagation sont de l'ordre de la microseconde) alors que les signaux chromatiques du système SECAM n'y sont absolument pas sensibles puisque définis par la fréquence.

Dans certaines conditions de propagation extrêmes, le rapport des amplitudes de luminance et de sous-porteuse couleur peut varier dans de larges limites. On conçoit sans peine que l'information chromatique du système SECAM caractérisée par la fréquence instantanée de la sous-porteuse, ne soit pas détériorée tant que le fonctionnement des limiteurs de réception est assuré. Des variations de ± 6 dB sont sans effet apparent sur l'image et, au-delà, n'influencent que le rapport $\frac{\text{signal}}{\text{bruit}}$ de l'image. Les mêmes variations, dans le cas du système N. T. S. C. provoquent des variations de saturation inadmissibles.

3.2. Distorsions et intermodulations dues à la transmission.

Dans les appareillages de transmission utilisés les écarts par rapport aux caractéristiques idéales introduisent, entre les divers signaux multiplexés, des sources d'intermodulations et de distorsions dont il convient d'examiner les importances relatives.

On a déjà envisagé l'intermodulation de la sous-porteuse sur la luminance due à la non-linéarité du tube cathodique de réception. Un défaut du même ordre apparaît lorsque la caractéristique amplitude-amplitude des appareillages n'est pas linéaire et les mêmes remarques sont encore applicables. Il faut, en outre, envisager l'intermodulation inverse de la chrominance par la luminance définie par le gain différentiel. Dans de très larges mesures, 6 dB au moins, le signal chromatique SECAM n'en subit aucune altération alors que la saturation des larges plages colorées reproduites par le signal N. T. S. C. est notablement affectée. La tolérance généralement admise pour le signal N. T. S. C. est ± 1 dB.

La caractéristique amplitude-fréquence n'introduit pas davantage de détérioration sensible ainsi qu'on l'a souligné à propos des conditions de propagation avec trajets multiples. La qualité de l'image ne se détériore que dans la mesure où le taux de limitation de réception diminue, faisant seulement apparaître ainsi une protection inférieure contre le bruit thermique. L'effet de telles distorsions sur le signal N. T. S. C., beaucoup plus notable, se traduit par des modifications de saturation des larges plages colorées.

Les caractéristiques phase-fréquence et phase-amplitude des équipements de transmission et de réception interviennent dans le système SECAM pour déterminer la forme et la phase des transitoires chromatiques. Les distorsions qui en résultent peuvent donc être considérées comme du second ordre par rapport à celles affectant les larges plages colorées. Il n'en est pas de même dans le système N. T. S. C. où l'effet de la phase différentielle sur les teintes des larges plages est bien connu. Dans la limite des tolérances admises pour le système N. T. S. C. aucun défaut n'est visible sur le système SECAM et il faut atteindre des valeurs de 30° environ pour observer des transitoires chromatiques parasites.

Les reproductions J et K montrent en particulier les images obtenues lors d'une transmission affectée de gain et de phase différentielle pour les deux signaux SECAM et N. T. S. C.

On voit bien que les servitudes introduites par le système SECAM vis-à-vis des caractéristiques de transmission présentent, très généralement, un degré de tolérance plus grand que le système N. T. S. C. et permettent de ce fait une exploitation plus aisée.

Dans la plupart des cas d'ailleurs, les appareillages conçus pour la télévision achrome présentent des qualités suffisantes pour assurer le service des émissions couleurs utilisant le signal composite SECAM.

4. CONCLUSION.

1° Le principe même du système SECAM à modulation de fréquence représente une évolution déterminante dans la transmission des images colorées, et il est d'ores et déjà possible de mesurer l'étendue des avantages qu'il offre par rapport au système N.T.S.C. En outre, alors que ce dernier est cristallisé et a atteint sa maturité, le système SECAM pourra certainement bénéficier dans l'avenir de nombreux perfectionnements secondaires qui augmenteront encore sa qualité.

2° Sans prétendre que le système SECAM aurait résolu dès maintenant tous les problèmes d'une façon parfaite, on peut néanmoins affirmer que grâce au fait qu'on peut diminuer de moitié la quantité d'informations de la chrominance, le système SECAM porte en lui de nombreuses possibilités de simplification des récepteurs et des équipements formant l'infrastructure.

3° Le prix réel d'un récepteur de télévision en couleurs ne résulte pas seulement du nombre de tubes et pièces détachées, mais également des tolérances plus ou moins sévères qu'on impose aux caractéristiques électriques de celui-ci.

Le fait que le système SECAM modulé en fréquence n'est pas sensible à la plupart des distorsions en amplitude et en phase de la sous-porteuse, rendra le récepteur économique, par la facilité de son réglage en usine et la maintenance réduite qu'il nécessite. Par ailleurs, les tolérances imposées aux pièces détachées n'étant pas serrées, il en résultera une autre source d'économie.

4° En ce qui concerne les faisceaux hertziens, les émetteurs et les équipements d'enregistrement magnétique, le système SECAM s'accommode facilement des appareils fonctionnant actuellement en noir et blanc.

5° Dès maintenant, l'étude du système SECAM a dépassé le cadre d'une compagnie et les frontières d'un pays et nous tenons à remercier les divers laboratoires européens qui consacrent leur activité à son étude et sa mise en œuvre.

Les essais ainsi effectués, montrent que le système SECAM est toujours égal ou supérieur au système N. T. S. C., sauf en ce qui concerne la visibilité de la sous-porteuse sur le récepteur noir et blanc compatible.

Le système N. T. S. C. marque actuellement à ce sujet un avantage de l'ordre de 4 dB; mais un certain nombre d'essais en cours nous font espérer que, sans rien changer au principe du système SECAM, et par simple adjonction de quelques améliorations de détail, le système SECAM sera également sur ce point à égalité avec le système N. T. S. C.

Les nombreux essais comparatifs qui ont été nécessaires à l'établissement des résultats indiqués, ont par contre montré l'extrême stabilité de réglage du système SECAM, alors que le système N. T. S. C. reste toujours délicat à régler pour assurer les meilleures performances.

Il en découle pratiquement qu'un récepteur de télévision en couleurs SECAM ne comportera pas, à la disposition du spectateur d'autres réglages que ceux habituels en noir et blanc, condition que nous considérons comme impérative pour le développement à grande échelle de la télévision en couleurs.

Si le cinéma ou la photographie en couleurs se sont si bien développés dans le grand public, c'est précisément parce que tant la camera que le projecteur n'ont besoin d'aucun réglage supplémentaire pour la couleur. Il doit en être de même pour la télévision.

Notre impression à ce sujet a d'ailleurs été confirmée par les expérimentateurs étrangers qui participent à l'étude du système et qui ont tous été frappés de la stabilité des réglages.

C'est un point que nous considérons comme extrêmement important, tant pour le réglage en usine que pour la mise en service et la maintenance chez les usagers.

VARIATION DES PROPRIÉTÉS DES AMPLIFICATEURS EN FONCTION DES TOLÉRANCES SUR LES TRANSISTORS UTILISÉS [1]

Par J. P. VASSEUR.

Centre de Recherches Physico-chimiques de la Compagnie générale de télégraphie Sans Fil.

SOMMAIRE. — *Comme dans le cas des lampes, on ne peut obtenir un amplificateur reproductible avec des transistors que si, pour chaque étage, les impédances de générateur et de charge sont respectivement faibles devant les impédances d'entrée et de sortie. L'introduction de la notion de « gain intrinsèque » d'un étage permet de chiffrer facilement les variations possibles du gain d'un amplificateur en fonction des variations des paramètres des transistors utilisés et l'on trouve une loi simple d'échange de la reproductibilité contre le gain.* (C. D. U. : 621.375.4.029.3.)

SUMMARY. — *As in the case of tubes, a reproducible amplifier can be obtained with transistors only if, in each stage, the load and generator impedances are relatively small compared to the input and output impedances. The introduction of the notion of " intrinsic gain " of a stage provides an easy means for giving a figure for the possible variations of gain of an amplifier in terms of variations in transistor parameters; a simple law is obtained for the relation between reproductibility and gain.* (U. D. C. : 621.375.4.029.3.)

INHALTSANGABE. — *Wie bei den Röhrenverstärkern kann man nur dann reproduktible Verstärker mit Transistoren erhalten, wenn für alle Stufen der Generatorinnenwiderstand und der Belastungswiderstand respektiv klein in bezug auf den Eingangs- bezw. den Ausgangswiderstand ist. Die Einführung des Begriffes der Eigenverstärkung einer Stufe ermöglicht die leichte Bestimmung der Verstärkungsschwankungen eines Verstärkers in Abhängigkeit der Schwankungen der Daten der verwendeten Transistoren und man findet eine einfache Gesetzmässigkeit der Wechselwirkung der Wiederholbarkeit und der Verstärkung.* (D. K. : 621.375.4.029.3.)

Cette étude a pour but de déterminer le calcul d'amplificateurs reproductibles à transistors. On entend par reproductible le fait que les propriétés globales de l'amplificateur varient dans des limites données à l'avance quand les transistors qui l'équipent sont choisis au hasard dans un lot de dispersion connue. Ce problème se rencontre notamment dans la production industrielle d'une série d'amplificateurs et il y a alors lieu de tenir compte aussi des dispersions sur les autres pièces détachées utilisées. Pour simplifier on ne considérera ici que les dispersions des transistors et l'on se limitera à l'examen du gain de l'amplificateur.

On s'intéressera surtout aux amplificateurs accordés à bande étroite. Les résultats s'étendent facilement aux amplificateurs basse fréquence, mais pas aux amplificateurs à très large bande, vidéo ou accordés, pour lesquels des considérations supplémentaires sont à introduire.

La solution à adopter est la même que celle qui a été trouvée depuis longtemps dans le cas des lampes. Soit par exemple une pentode de réaction inverse négligeable et dont les paramètres à 0,5 MHz sont $g_m = 3{,}3$ mA/V, $g_{11} = 10$ MΩ, $g_{22} = 1$ MΩ. Le gain maximal entre un générateur de 10 MΩ et une charge de 1 MΩ est environ 73 dB. Même si les difficultés technologiques pouvaient être surmontées, un amplificateur accordé équipé de ces tubes et fournissant un gain de 73 dB par étage serait très sensible aux variations des paramètres des tubes employés.

En pratique, on réalisera les transformateurs de couplage pour ramener environ 0,1 MΩ à l'entrée et à la sortie des tubes; le gain par étage n'est alors plus qu'environ 50 dB, mais les lampes travaillent

---

[1] Ce Mémoire a fait l'objet d'une communication au « Colloque International sur les dispositifs à semi-conducteurs » qui s'est tenu à Paris du 20 au 25 février 1961.

Manuscrit reçu le 8 mars 1961.

alors pratiquement en court-circuit et leur pente est le seul paramètre influant sur le gain.

De la même façon, un amplificateur reproductible à transistors devra utiliser ces derniers non pas au voisinage de leur gain maximal, mais à peu près en court-circuit à l'entrée et à la sortie. Le gain de chaque transistor est alors réduit, mais défini uniquement par sa pente. On trouve ici un avantage notable sur les lampes, à savoir que la pente des lampes est définie par la géométrie de leur construction, alors que celle des transistors est une constante universelle qui ne dépend que du courant de polarisation. (On en déduit aussitôt que la première chose à faire pour obtenir un amplificateur reproductible est de bien stabiliser les courants de polarisation).

Par contre, le gain maximal des transistors est typiquement 40 à 50 dB en basse fréquence, soit notablement moins que celui des tubes. Pour conserver un gain par étage notable, il faudra donc étudier avec soin le compromis à adopter entre le gain et la reproductibilité. Dans les cas usuels, le gain par étage est un peu plus faible qu'avec les tubes, le fait que le gain maximal soit inférieur à celui des tubes étant compensé par le fait que la pente des transistors est une constante.

Dans ce qui suit, on va déterminer les meilleures dimensions à donner aux éléments d'un amplificateur à transistors pour obtenir le gain le plus élevé compatible avec une reproductibilité donnée. On trouvera en outre une relation précise entre le gain d'un amplificateur et sa reproductibilité.

Pour fixer les idées, on raisonnera sur un amplificateur accordé à bande étroite du genre de ceux utilisés dans les récepteurs de radiodiffusion. En outre, on se bornera à indiquer les résultats sans démonstration; les calculs, d'ailleurs très simples, seront détaillés dans un livre à paraître dans quelque temps.

I. MONTAGE DES TRANSISTORS.

Dans le domaine des basses fréquences, le montage émetteur commun, qui fournit le gain maximal le plus élevé, est le plus avantageux.

Pour les fréquences élevées, les montages émetteur commun et base commune ont le même gain maximal et l'on peut se demander lequel préférer. On va voir rapidement que le montage émetteur commun est encore à adopter.

En effet, un amplificateur haute fréquence accordé et à gain élevé par étage présente une réaction inverse qui tend à le rendre instable et produit des déformations de la bande passante. Pour un gain ou une réaction inverse plus élevés, on finit par obtenir des oscillations spontanées. En pratique, on est obligé de se limiter à un taux de réaction inverse donné, par exemple pour obtenir une dissymétrie donnée de la bande passante. Ceci revient à limiter le gain de chaque étage à une fraction donnée du gain produisant les oscillations spontanées. Le montage le plus intéressant est donc celui pour lequel ce gain limite est le plus élevé.

Les résultats sont particulièrement simples en utilisant le gain itératif de l'ensemble d'un transistor et de son circuit d'entrée. Ce gain (*fig.* 2 ou 3) est le rapport $\mathcal{A}$ de la puissance W_2 sortant du collecteur du transistor à la puissance W_1 fournie à l'entrée du transistor et au circuit qui le précède. On remarque que le gain itératif d'un amplificateur est le produit des gains itératifs des étages successifs.

Pour déterminer le gain limite stable, on supposera que le transistor travaille au voisinage du court-circuit à la fois à l'entrée et à la sortie et que le gain est élevé en basse fréquence et à la fréquence de travail, soit

$$(1)\quad \begin{cases} Z_L \ll z_s, & Z_G \ll z_i \\ r_{bb'}\,g_{b'e} \ll 1, & f \ll f_y, \end{cases}$$

Z_L et Z_G étant les impédances de charge et de générateur, z_i et z_s les impédances d'entrée et de sortie du transistor, f_y la fréquence de coupure de la pente, f la fréquence de travail ($\omega = 2\pi f$), $r_{bb'}$ et $g_{b'e}$ les éléments du schéma équivalent (*fig.* 1).

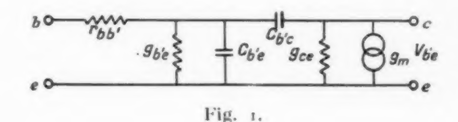


Fig. 1.

Pour simplifier on raisonnera sur un seul étage monté entre deux circuits accordés, les conclusions restant valables pour un cas plus complexe.

Soit d'abord un étage émetteur commun (*fig.* 2).

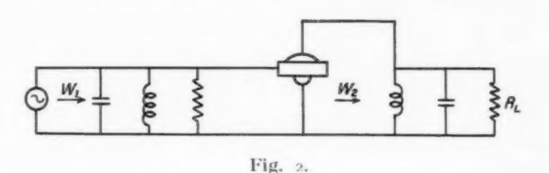


Fig. 2.

On trouve aisément, en écrivant que la conductance totale à l'entrée reste positive, que le gain limite

pour lequel apparaissent les oscillations spontanées est

(2) $$\mathcal{A} = \frac{2 g_m}{\omega C_{b'c}}.$$

Dans le cas du montage base commune (*fig.* 3), la situation est plus complexe car la réaction inverse a lieu à la fois par g_{ce} et par le pont diviseur formé par $r_{bb'}$ et $C_{b'c}$. Si la réaction inverse par g_{ce} était seule, le gain limite serait

(3) $$\mathcal{A} = \frac{g_m}{g_{ce}}.$$

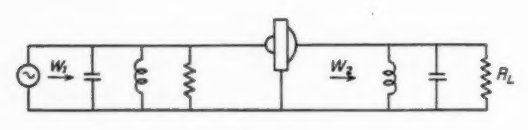


Fig. 3.

De même, si la réaction par $r_{bb'}$ et $C_{b'c}$ était seule, le gain limite serait (en supposant le gain en courant égal à 1).

(4) $$\mathcal{A} = \frac{1}{\omega r_{bb'} C_{b'c}}.$$

(Les relations (3) et (4) supposent l'entrée du transistor adaptée, ce qui est le plus favorable dans le cas du montage base commune.)

En supposant les deux réactions inverses du montage base commune du même ordre de grandeur et en comparant les relations (2), (3) et (4), on voit que le montage base commune serait plus avantageux que le montage émetteur commun si l'on avait à la fois

(5) $$g_{ce} < \frac{1}{2} \omega C_{b'c}, \qquad r_{bb'} < \frac{1}{2 g_m}.$$

La première relation peut être vérifiée aux fréquences très élevées, mais la seconde ne l'est pratiquement jamais avec les transistors actuels.

On en conclut que le montage émetteur commun est à préférer chaque fois que la réaction inverse est assez élevée pour être un facteur limitatif du gain. Cette conclusion est en particulier valable chaque fois qu'un neutrodynage est nécessaire. Il existe en effet toujours des tolérances sur le circuit de neutrodynage qui ne peut pas être réalisé ou maintenu parfaitement. Le gain limite se déduit alors des relations (2), (3) ou (4) en y remplaçant $C_{b'c}$, g_{ce} et $r_{bb'}$ $C_{b'c}$ par les parties non compensées de ces grandeurs. Ces fractions non compensées sont constantes en valeur relative pour un type de fabrication donné et les relations (5) de comparaison restent valables pour des transistors neutrodynés.

2. NOTION DE GAIN INTRINSÈQUE.

Les calculs relatifs à la reproductibilité sont notablement simplifiés en introduisant la notion de gain intrinsèque.

Soit par exemple l'amplificateur de la figure 4, dans lequel les éléments réactifs ont éventuellement été accordés. On trouve que le gain composite (*)

(6) $$G = \frac{v_s^2}{R_L} \frac{4 G_G}{i_G^2}$$

s'écrit

(7) $$G = 4 \frac{G_G}{G_L} \gamma_1 \gamma_2.$$

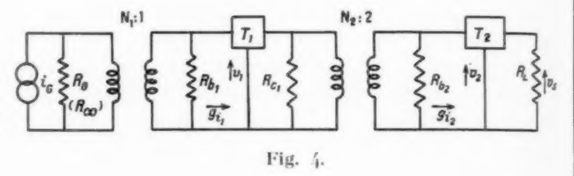


Fig. 4.

Les quantités γ sont appelées gain intrinsèque de l'étage correspondant et ont pour expression :

(8) $$\begin{cases} \gamma_1 = \left[\dfrac{N_1}{N_1^2 G_G + G_{b1} + g_{i1}} \right]^2 \left| \dfrac{s_1}{1 + \dfrac{(y_{22})_1}{Y_{L1}}} \right|^2, \\ \gamma_2 = \left[\dfrac{N_2}{N_2^2 G_{c1} + G_{b2} + g_{i2}} \right]^2 \left| \dfrac{s_2}{1 + \dfrac{(y_{22})_2}{Y_{L2}}} \right|^2, \end{cases}$$

où g_i représente la conductance d'entrée d'un transistor, compte tenu éventuellement de sa charge. s représente la pente, y_{22} l'admittance de sortie pour l'entrée en court-circuit. Y_L représente la charge d'un transistor, y compris éventuellement la fraction provenant de l'entrée du suivant.

Il est quelquefois intéressant de noter qu'on a d'une façon générale :

(9) $$\frac{s}{1 + \dfrac{y_{22}}{Y_L}} = A_i y_i.$$

A_i étant le gain en courant et y_i l'admittance d'entrée du transistor, les deux étant évalués en tenant compte de la charge.

(*) On utilisera indifféremment dans les formules des résistances ou des conductances. Ainsi $G_G = \dfrac{1}{R_G}$, $G_{c1} = \dfrac{1}{R_{c1}}$, ...

Les relations (7) et (8) ne font appel à aucune approximation. Elles se généralisent aussitôt à un amplificateur comprenant un nombre quelconque d'étages.

Dans le domaine des basses fréquences, les relations (8) deviennent

$$(10) \qquad \gamma_k = \left[\frac{N_k}{N_k^2 G_{c(k-1)} + G_{bk} + g_{ik}} \frac{s_k}{1 + \dfrac{\tau_{iek}}{G_{Lk}}}\right]^2,$$

τ_{ie} désignant pour abréger la conductance de sortie pour l'entrée en court-circuit (soit g_{22}).

Dans le domaine des fréquences élevées, mais toutefois nettement inférieures à la fréquence de coupure de la pente $f_y = \dfrac{1 + r_{bb'} g_{b'e}}{2\pi r_{bb'} C_{b'e}}$, on peut avec une très bonne approximation remplacer (8) par

$$(11) \qquad \gamma_k = \left[\frac{N_k}{N_k^2 G_{c(k-1)} + G_{bk} + g_{ik}} \frac{|s_k|}{1 + \dfrac{\tau_{iek}}{G_{Lk}}}\right]^2,$$

τ_{ie} étant toujours la conductance de sortie pour l'entrée en court-circuit et G_L la conductance de la charge, supposée accordée.

3. REPRODUCTIBILITÉ D'UN AMPLIFICATEUR HAUTE FRÉQUENCE ACCORDÉ.

On se bornera ici à exposer le cas le plus complexe d'un amplificateur haute fréquence accordé à couplage par transformateurs. Les résultats obtenus s'appliquent sous une forme très voisine et un peu plus simple à des amplificateurs basse fréquence couplés par transformateurs (on fait alors $f = 0$) ou par résistances et capacités (en prenant égaux à 1 les rapports de transformation).

Soit pour fixer les idées, l'amplificateur typique de la figure 5. D'après les relations (7) et (11), son gain composite à l'accord est

$$G = 4 R_L G_G \gamma_1 \gamma_2,$$

$$(12) \qquad \begin{cases} \gamma_1 = \left[\dfrac{N_1 |s_1|}{(N_1^2 G_G + g_{i1})(1 + \tau_{ie1} \rho_{L1})}\right]^2, \\ \gamma_2 = \left[\dfrac{N_2 |s_2|}{(N_2^2 G_{c1} + g_{i2})(1 + \tau_{ie2} R_L)}\right]^2, \end{cases}$$

où les notations sont les mêmes que précédemment, ρ_{L1} étant la charge du premier transistor donnée par

$$(13) \qquad \frac{1}{\rho_{L1}} = G_{c1} + \frac{g_{i2}}{N_2^2}.$$

Les propriétés des transistors interviennent par leurs paramètres s, g_i et τ_{ie}. Bien que ce ne soit pas nécessaire pour la suite, ces grandeurs vont être évaluées en fonction des éléments du schéma équivalent et en reprenant les hypothèses simplificatrices définies par les relations (1).

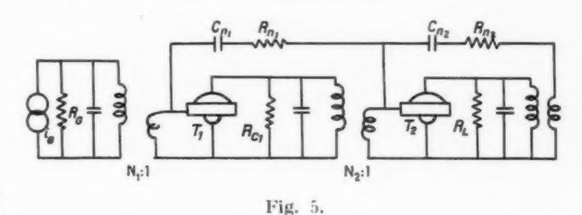


Fig. 5.

La pente s a pour module :

$$(14) \qquad |s| = \frac{g_m}{1 + \dfrac{r_{bb'} g_m}{\beta_0} + \dfrac{1}{2}\left(\dfrac{f}{f_y}\right)^2},$$

où l'on rappelle que

$$(15) \qquad \beta_0 = \frac{g_m}{g_{b'e}}, \qquad f_y = \frac{1 + r_{bb'} g_{b'e}}{2\pi r_{bb'} C_{b'e}}.$$

Pour un transistor parfaitement neutrodyné, la conductance d'entrée est donnée par

$$(16) \qquad \frac{1}{g_{i\,\text{neut.}}} = r_{bb'} + \frac{1}{\left(\dfrac{1}{r_{bb'}} + g_{b'e}\right)\left(\dfrac{f}{f_y}\right)^2 + g_{b'e}}.$$

Si le neutrodynage n'est qu'approximatif, la conductance d'entrée à l'accord devient :

$$(17) \qquad g_i = g_{i\,\text{neut.}} + \omega g_m \rho_L \left(C_{b'e} \frac{f}{f_y} - \frac{C_n}{N} \frac{f}{f_n}\right),$$

où ρ_L est la charge du transistor, N le rapport du transformateur de sortie et f_n défini par

$$2\pi f_n R_n C_n = 1.$$

Enfin la conductance de sortie pour l'entrée en court-circuit est

$$(18) \qquad \tau_{ie} = g_{ce} + 2\pi r_{bb'} g_m C_{b'e} \frac{f_y}{1 + \left(\dfrac{f_y}{f}\right)^2}.$$

Pour évaluer les variations possibles du gain de l'amplificateur dans une production, on supposera pour simplifier que les transistors sont choisis dans un lot où le meilleur est caractérisé par

$$(19) \qquad g_i = \tau_{ie} = 0, \qquad |s| = g_m,$$

tandis que le plus mauvais est caractérisé par les valeurs $g_{i\,\max}$, $\gamma_{ie\,\max}$ et

$$(20)\quad \left\{\begin{aligned} |s|_{\min} &= \frac{g_m}{1+\varepsilon},\\ \varepsilon &= \left[\frac{r_{bb'}g_m}{\beta_0}+\frac{1}{2}\left(\frac{f}{f_\gamma}\right)\right]_{\max}. \end{aligned}\right.$$

L'hypothèse que les meilleurs transistors correspondent à $g_i = \gamma_{ie} = 0$ et $|s| = g_m$ (soit $\beta_0 = \infty$, $f_\gamma = \infty$ et $g_{ee} = 0$) se justifie par le fait que le gain d'un amplificateur reproductible n'augmente que très peu quand on y remplace les meilleurs transistors par d'autres de qualité encore supérieure. Cette hypothèse simplificatrice conduit donc en général à des amplificateurs très proches de l'optimum. Si toutefois on utilise un lot de transistors triés pour une très faible dispersion, il peut y avoir intérêt à reprendre le projet en tenant compte des limites réelles de g_i, γ_{ie} et $|s|$. Le calcul est analogue à celui ci-dessous mais légèrement plus compliqué.

En supposant l'amplificateur équipé des meilleurs transistors (relations 19), son gain est

$$(21)\quad G_x = 4R_L G_G\left(\frac{g_{m1}}{N_1 G_G}\right)^2\left(\frac{g_{m2}}{N_2 G_{c1}}\right)^2.$$

Pour définir les plus mauvais transistors, on utilise, outre ε, les paramètres

$$(22)\quad \left\{\begin{aligned} x_{\beta 1} &= \frac{g_{i1\,\max}}{N_1^2 G_G}, & x_{\beta 2} &= \frac{g_{i2\,\max}}{N_2^2 G_{c1}},\\ x_{r1} &= \rho_{L1}\gamma_{ic1\,\max}, & x_{r2} &= R_L\gamma_{ic2\,\max}. \end{aligned}\right.$$

En supposant l'amplificateur reproductible, c'est-à-dire, ε, x_β et x_r petits devant 1, le gain composite $G_{\min}$ de l'amplificateur équipé des plus mauvais transistors est donné par

$$(23)\quad \frac{G_x}{G_{\min}} = (1+\varepsilon_1+x_{\beta 1}-x_{r1})^2(1+\varepsilon_2+x_{\beta 2}+x_{r2})^2.$$

Ce rapport représente la variation extrême de gain à attendre dans la production. C'est une des données du problème ainsi que les caractéristiques des plus mauvais transistors. On en déduit les valeurs tolérables pour les paramètres x_β et x_r, ce qui définit les éléments de l'amplificateur

$$(24)\quad \left\{\begin{aligned} N_1^2 &= \frac{g_{i1\,\max}}{x_{\beta 1}G_G},\\ N_2^2 &= \frac{g_{i2\,\max}}{\gamma_{ic1\,\max}}\frac{x_{r1}}{x_{\beta 2}}(1+x_{\beta 2}),\\ R_{c1} &= \frac{x_{r1}}{\gamma_{ic1\,\max}}(1+x_{\beta 2}),\\ R_L &= \frac{x_{r2}}{\gamma_{ic2\,\max}}, \end{aligned}\right.$$

Le gain composite de l'amplificateur équipé des meilleurs transistors se trouve aussi défini :

$$(25)\quad G_x = 4\,\frac{g_{m1}^2 x_{\beta 1}x_{r1}(1+x_{\beta 2})}{g_{i1\,\max}\gamma_{ic1\,\max}}\,\frac{g_{m2}^2 x_{\beta 2}x_{r2}}{g_{i2\,\max}\gamma_{ic2\,\max}}.$$

Pour un amplificateur à plus de deux étages, le facteur $1 + x_\beta$ intervient pour tous les étages, sauf le dernier; il représente la fraction de la charge d'un transistor qui provient de l'entrée du suivant.

Les relations (22), (23), (24) et (25) résolvent entièrement le problème de la réalisation d'un amplificateur ayant une fluctuation de gain donnée avec des transistors pris dans un lot donné. On voit facilement que, toutes choses égales par ailleurs, G_x est rendu maximal quand

$$(26)\quad x_{\beta 1} = x_{r1} = x_{\beta 2} = x_{r2} = x.$$

Ceci étant supposé réalisé, on trouve alors (en confondant $1 + x$ avec 1),

$$(27)\quad \left\{\begin{aligned} N_1^2 &= \frac{g_{i1\,\max}}{xG_G}, & N_2^2 &= \frac{g_{i2\,\max}}{\gamma_{ic2\,\max}};\\ R_{c1} &= \frac{x}{\gamma_{ic1\,\max}}, & R_L &= \frac{x}{\gamma_{ic2\,\max}};\\ G_x &= 4\,\frac{g_{m1}^2x^2}{g_{i1\,\max}\gamma_{ic1\,\max}}\,\frac{g_{m2}^2x^2}{g_{i2\,\max}\gamma_{ic2\,\max}},\\ \frac{G_x}{G_{\min}} &= (1+\varepsilon_1+2x)^2(1+\varepsilon_2+2x)^2. \end{aligned}\right.$$

Ces relations ont une interprétation très simple. Chaque transistor voit à l'entrée une résistance qui est une faible fraction de sa résistance d'entrée et à sa sortie une résistance qui est une faible fraction de sa résistance de sortie. Ces deux fractions sont égales. Le rapport des transformateurs de couplage entre étages est prévu pour adapter les plus mauvais transistors entre eux. On dispose ensuite en parallèle des résistances d'amortissement pour assurer la condition précédente.

La reproductibilité ainsi obtenue se paye par une réduction du gain. Pour s'en faire une idée, on peut supposer les transistors exactement neutrodynés. Les conductances d'entrée g_i et de sortie g_c sont alors égales à leur valeur pour l'autre côté en court-circuit. Le gain maximal de l'amplificateur est obtenu en adaptant les impédances avec des transformateurs sans pertes et a pour valeur

$$(28)\quad G_{\max} = \frac{|s_1|^2}{4g_{i1}\gamma_{ic1}}\,\frac{|s_2|^2}{4g_{i2}\gamma_{ic2}}.$$

La comparaison de cette valeur avec celles de G_x ou $G_{\min}$ données par les relations (27) chiffre exactement le prix de la reproductibilité.

4. CAS OÙ LES CHARGES SONT LIMITÉES.

Il arrive quelquefois, surtout pour des amplificateurs basse fréquence, que les charges ramenées sur les collecteurs des transistors soient limitées par les transformateurs à des valeurs assez faibles pour que les fluctuations des conductances de sortie des transistors ne modifient pratiquement pas le gain de l'amplificateur.

Dans ce cas, les grandeurs R_{c1} et R_L sont des données, précisément égales aux charges maximales possibles. On utilise alors seulement les paramètres x_3 et l'on voit aisément que les relations (23), (24) et (25) deviennent

$$(29)\quad \begin{cases} \dfrac{G_x}{G_{\min}} = (1+\varepsilon_1 + x_{\beta 1})^2 (1+\varepsilon_2 + x_{\beta 2})^2, \\ N_1^2 = \dfrac{g_{i1\max}}{G_G x_{\beta 1}}, \qquad N_2^2 = \dfrac{g_{i2\max}}{G_{c1} x_{\beta 2}}, \\ G_x = 4\, \dfrac{g_{m1}^2 x_{\beta 1}}{G_{c1} g_{i1\max}} \dfrac{g_{m2}^2 x_{\beta 2}}{G_L g_{i2\max}}. \end{cases}$$

Comme dans le cas précédent, on voit qu'il y a intérêt à choisir $x_{\beta 1} = x_{\beta 2}$ pour maximiser la valeur de G_x.

ANNEXE.

CALCUL DU GAIN INTRINSÈQUE.

En se référant à la figure 4, la puissance disponible du générateur est

$$W_{G\max} = \frac{i_G^2}{4 G_G}.$$

La tension v_1 à l'entrée du transistor T_1 est

$$v_1 = \frac{N_1 i_G}{N_1^2 G_G + G_{b1} + g_{i1}}.$$

Le gain en tension du transistor T_1 étant A_{v1}, la tension v_2 à l'entrée de T_2 est

$$v_2 = v_1 A_{v1} \frac{1}{N_2}.$$

Le gain en tension de T_2 étant A_{v2}, la tension aux bornes de la charge est

$$v_s = v_2 A_{v2}$$

et la puissance de sortie est

$$W_L = G_L v_s^2.$$

Le gain composite de l'amplificateur est finalement

$$G = \frac{W_L}{W_{G\max}},$$

$$G = 4 G_G G_L |A_{v2}|^2 . |A_{v1}|^2 \frac{1}{N_2^2} \frac{N_1^2}{(N_1^2 G_G + G_{b1} + g_{i1})^2}.$$

Or, on a d'une façon générale,

$$A_v = \frac{-s}{y_{22} + Y_L},$$

soit

$$|A_v|^2 = \frac{1}{|Y_L|^2} \frac{|s|^2}{\left|1 + \dfrac{y_{22}}{Y_L}\right|^2}.$$

Les transistors étant supposés accordés par des capacités grandes devant leurs capacités de sortie, leurs charges à l'accord sont presque des résistances pures et l'erreur ainsi commise est du second ordre sur les modules. On a ainsi pour T_1

$$Y_{L1} \# G_{c1} + \frac{G_{b2}}{N_2^2} + \frac{g_{i2}}{N_2^2}$$

et pour T_2,

$$Y_{L2} \# G_L.$$

En reportant ces expressions dans la valeur de G, on trouve

$$G = \frac{4 G_G}{G_L} \left(\frac{N_1 |s_1|}{(N_1^2 G_G + G_{b1} + g_{i1}) \left| 1 + \dfrac{(y_{22})_1}{Y_{L1}} \right|} \right)^2 \times \left(\frac{N_2 |s_2|}{(N_2^2 G_{c1} + G_{b2} + g_{i2}) \left| 1 + \dfrac{(y_{22})_2}{Y_{L2}} \right|} \right)^2.$$

Ce qui démontre les relations (7) et (8). Le résultat obtenu se généralise évidemment à un nombre quelconque d'étages.

LES GÉNÉRATEURS SOLAIRES THERMOÉLECTRIQUES PLANS (1)

Par J. VERGNOLLE.

Centre de Recherches Physico-chimiques
de la Compagnie générale de télégraphie Sans Fil.

Sommaire. — *L'auteur étudie en détail le fonctionnement des générateurs solaires thermoélectriques plans, qui constituent le dispositif le plus simple et, technologiquement, le plus rustique pour capter l'énergie solaire, la transformer en flux de chaleur traversant des thermocouples à semi-conducteurs, et tirer finalement de l'énergie électrique.*

Un très grand nombre d'abaques permettent de calculer les différents flux thermiques au sein des générateurs et de déterminer des structures optimales.

Partant de ces structures optimales, d'autres abaques fournissent les valeurs de la puissance électrique disponible et des énergies journalières sur lesquelles il est raisonnable de compter. Sans aborder la technologie proprement dite, l'auteur attire l'attention sur les principaux points délicats des réalisations et sur l'incidence de leurs imperfections pratiques sur les performances. La voie est ainsi tracée pour la construction de générateurs économiquement compétifs avec les cellules photovoltaïques. (C. D. U. : 621.311. 39 : 621.314 63 : 533.215.)

Summary. — *The author examines in detail the operation of plane thermoelectric solar generators, these being the simplest system and the most rugged from the technological point of view, for collecting solar energy, transforming it into heat flow through semi-conductor thermocouples, and finally obtaining electric power.*

A very large number of charts help calculation of the various heat flows within the generators and the determination of optimum structures.

From these optimum structures, other charts supply the values of the electric power available and of the daily energy which can be relied on.

Without dealing with the engineering aspect, the author calls attention to the main delicate design points and to the influence of their imperfections in actual practice on performance. The way is thus prepared for the construction of generators capable of competing successfully with photo-voltaic cells. (U. D. C. : 621.311.39 : 621.314.63 : 533.215.)

Inhaltsangabe. — *Der Verfasser untersucht aufs genaueste die Arbeitsweise der ebenen thermoelektrischen Sonnenbatterien, welche die einfachste und vom technologischen Standpunkt aus betriebssicherste Vorrichtung zur Auswertung der Sonnenenergie darstellen, und zwar durch Umwandlung des Wärmeflusses, welcher Halbleiter-Thermoelemente durchflutet, in einen elektrischen Strom.*

Es wird eine grosse Anzahl von Kurvenscharen gegeben, mit denen es möglich ist, den Wärmefluss im Innern der Batterien zu berechnen, um so den optimalen Aufbau der Elemente zu bestimmen.

Von diesen optimal aufgebauten Geräten ausgehend, liefern andere Kurvenscharen die zur Verfügung stehenden elektrischen Leistungen und die mittlere tägliche Energie, auf die man vernüftigerweise rechnen kann.

Es wird so der Weg für den Bau von wirtschaftlichen Batterien angebahnt, die die Konkurrenz mit den Photozellen aufnehmen können. (D. K. : 621.311.39 : 621.314.63 : 533.215.)

(1) Manuscrit reçu le 6 mars 1961.

I. INTRODUCTION.

Deux sciences jeunes, bien que paradoxalement nées il y a fort longtemps : la thermoélectricité et la conversion de l'énergie solaire, se sont alliées pour produire les générateurs solaires thermoélectriques. On se propose de présenter ces nouveaux venus, d'étudier en détail leur fonctionnement et de lever le voile sur les perspectives qu'ils ouvrent.

1.1. La thermoélectricité.

Depuis la dernière guerre particulièrement, l'essor pris par les semi-conducteurs a bouleversé toute l'électronique, domaine où les progrès ont été les plus spectaculaires pour le grand public. Leur avènement en thermoélectricité est plus discret, car ce chapitre de la Physique a encore eu peu de prolongements en dehors du laboratoire de recherches depuis la découverte de Seebeck, il y a plus de 130 ans; et pourtant, cette venue a été décisive, car on peut dire que, sans les semi-conducteurs, la thermoélectricité ne serait pas, ou, tout au mieux, serait encore seulement utilisée en thermométrie.

Les travaux théoriques de Ioffé au début du siècle ont fait connaître les possibilités de principe des thermocouples transformateurs d'énergie; ils ont montré que, faits de semi-conducteurs convenables, ces couples opéreraient la conversion d'énergie thermique en énergie électrique et inversement (on pourrait presque dire « réversiblement » au sens thermodynamique) avec un rendement fraction appréciable du rendement de Carnot. Maintenant, on sait réaliser de tels couples, et les deux phénomènes de base, les effets Seebeck et Peltier, ont ouvert la voie à des applications pratiques.

Si les lois fondamentales de la thermoélectricité, utilisées en métrologie, sont bien connues, nous rappellerons toutefois quelques données moins usuelles, indispensables à l'intelligence de ce qui suit. Un thermocouple est caractérisé dans un intervalle de températures donné par les paramètres de base de ses composants : un élément de type « *n* » et un élément de type « *p* », dont les pouvoirs thermoélectriques sont de signes opposés. Le premier de ces paramètres est donc précisément ce pouvoir, *e*, quotient de la tension développée aux bornes d'un couple formé du matériau et d'un métal de référence, tel le plomb ou le cuivre, par l'écart de température qui le produit. Interviennent encore la conductivité thermique λ et la résistivité électrique ρ. En utilisant un système d'unités cohérent, le matériau est entièrement caractérisé dans l'intervalle de températures considéré par son facteur de qualité

$$Z = \frac{e^2}{\rho\lambda}$$

exprimé en degré$^{-1}$.

Des formules, que nous passerons sous silence, permettent de relier le facteur de qualité Z du couple à ceux des éléments composants; dans certaines conditions, ces trois Z peuvent être égaux. Enfin, lorsqu'une jonction entre deux éléments, présentant l'un par rapport à l'autre un pouvoir $2e$ sous la température absolue T, est traversée par un courant I, elle est le siège d'un dégagement de puissance $2eTI$, dont le signe dépend de ceux de e et de I; c'est l'effet Peltier.

1.2. L'énergie solaire.

Dans la recherche à l'ordre du jour des nouvelles sources d'énergie, l'énergie solaire a sa place. Nous ne rappellerons pas les premières applications qui remontent à l'antiquité grecque; nous croyons inutile aussi de nous étendre sur les fours solaires, dont la France peut s'enorgueillir de posséder parmi les plus puissants du monde. L'énergie solaire est si omniprésente et si essentielle à la vie de l'humanité qu'il était naturel de songer à la domestiquer. Notre dessein dans ces lignes est de présenter sa conversion en des formes nobles, ce qui est beaucoup moins connu, et pourtant en voie de se répandre rapidement.

La puissance solaire nous parvient sous forme d'un rayonnement de corps noir à 6 000° K environ, filtré par les hautes couches de l'atmosphère; sa courbe de répartition spectrale présente selon la loi de Wien un maximum vers 0,5 μ de longueur d'onde; elle avoisine 1 400 W/m^2 d'aire normale, avant son absorption et sa diffusion par l'air, ce qui, sur le disque terrestre de 12 700 km de diamètre, représente 18.10^{10} MW; à la surface du sol, il ne subsiste qu'une fraction de cette puissance (70 % en moyenne) largement variable avec la nébulosité du ciel et la hauteur du soleil sur l'horizon, mais il est courant de faire état d'une sorte de valeur standard : 1 kW/m^2.

L'absorption pure et simple du rayonnement après, ou non, concentration optique, se traduit par un dégagement de chaleur dans le corps absorbant; c'est le phénomène le plus courant et le plus élémentaire, nous disons familièrement que le soleil nous apporte sa chaleur. La nature nous offre d'autres exemples, telle l'assimilation chlorophylienne, qui est une réaction photochimique. Enfin, dans un domaine qui

nous rapproche de notre objet, l'absorption des photons par les semi-conducteurs peut se traduire par une élévation des niveaux d'énergie électroniques : la photoélectricité a permis de créer de véritables générateurs électriques, à base de sélénium ou de silicium; des appareils où les questions économiques sont reléguées au second plan par des impératifs dimensionnels ou pondéraux, tels les véhicules spaciaux, en sont équipés.

2. PRINCIPE DES GÉNÉRATEURS SOLAIRES THERMOÉLECTRIQUES.

L'étude de tout générateur solaire thermoélectrique doit obligatoirement être conduite en considérant les trois éléments fondamentaux suivants :

a. Le flux lumineux, partiellement absorbé, est converti en flux calorifique dont une partie, dite utile, traverse des thermocouples;

b. La partie perdue du flux calorifique est dérivée vers l'extérieur;

c. Le flux utile, à sa sortie des thermocouples, est également évacué à l'extérieur.

Comme le flux énergétique solaire, considérable à l'échelle du disque terrestre, est cependant très dilué, il ne saurait être question de l'envoyer directement dans les thermocouples sans aboutir alors à un rendement dérisoire de conversion en puissance électrique. Une première solution consiste à concentrer lorsque le flux en est au stade lumineux; le concentrateur, miroir parabolique en général, est donc optique; si le flux calorifique dans les couples est important, la surface de déperdition, de même aire que celle de captation, est réduite, le flux perdu est faible, et le rendement élevé : par contre, le concentrateur optique est directif d'autant plus qu'il est plus efficace, et son orientation vers le soleil doit être parfaite, faute de quoi l'efficacité s'annule très vite, ce qui est une servitude majeure. Une seconde solution consiste à concentrer le flux au stade calorifique, le concentrateur n'est alors plus directif et le rendement de la captation varie à peu près comme le cosinus de l'angle d'incidence qui, ainsi, n'est pas critique; mais l'importance de l'aire de captation entraîne une déperdition appréciable; il s'ensuit que le rendement ne peut être aussi élevé que dans le premier cas.

Enfin, le flux calorifique, entré dans les couples par leurs jonctions chaudes, en ressort par leurs jonctions froides et doit être évacué dans l'atmosphère à la plus faible température possible, ce qui exige, à ce stade, sa dilution. Si l'on ne dispose pas de radiateurs indépendants pouvant être placés à distance, l'aire apparente d'évacuation ne peut guère dépasser celle de captation, dans le premier cas, en effet, le radiateur ne saurait projeter sur le miroir concentrateur une ombre trop grande; dans la seconde solution, l'aire d'évacuation peut être sensiblement égale à celle de captation, ce qui autorise un taux de dilution inverse de celui de concentration à l'entrée.

Ce parallèle schématique, illustré par la figure 1, entre les deux types principaux de générateurs fait

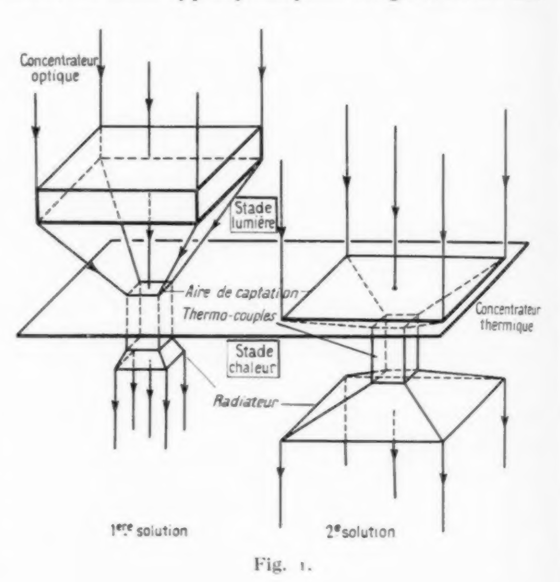


Fig. 1.

déjà ressortir leurs avantages et leurs inconvénients respectifs. Bien que le premier soit à hautes performances, la rusticité possible des réalisations selon le second, l'absence de complications mécaniques d'orientation, l'ont fait retenir en premier pour nos études, et c'est lui que nous présentons en détail dans les lignes qui suivent.

3. THÉORIE GÉNÉRALE DES GÉNÉRATEURS SOLAIRES SANS CONCENTRATION OPTIQUE. APPLICATIONS.

3.1. Structure.

Le principe général des générateurs du second type vient d'être exposé, leur structure en découle très simplement. Elle doit viser à l'absorption maximale du flux lumineux et à la réduction des pertes de flux calorifique en dehors des couples. La première idée de réalisation est d'enfermer l'ensemble

sous une pression réduite de moins de un micron de mercure, de façon à éliminer toutes pertes par conduction et convection gazeuses.

La seconde idée est de traiter la surface de captation de telle façon que, tout en absorbant la lumière visible du soleil, elle ait une émissivité infrarouge très faible, ayant pour corollaire de faibles pertes par rayonnement; de telles surfaces, dites sélectives, dont l'émissivité (égale à l'absorptivité) diminue très brusquement (vers 2 μ) lorsque la longueur d'onde augmente, existent et ont été notamment très étudiées aux U.S.A. et en Israël (*cf.* références bibliographiques), ainsi qu'en notre laboratoire. Si les surfaces sélectives, bien que très fragiles, et les surfaces noires à émissivité constante ont été conjointement retenues, les générateurs sous vide, dont la technique est celle des tubes électroniques d'émission à grande puissance, ont cédé très rapidement la place, pour des raisons d'ordre économique bien évidentes, à des appareils travaillant en atmosphère normale, mais avec des précautions particulières d'isolement.

Ainsi, la surface de captation est constituée par une plaque métallique noircie ou sélective, qui s'échauffe sous l'action du rayonnement reçu; ce dernier doit traverser, avant de lui parvenir, un certain nombre de plaques transparentes en verre ou en plastique, appelées séparateurs, destinées à réduire la puissance perdue en arrêtant le rayonnement infrarouge et en coupant la convection gazeuse. La plaque collectrice, ou collecteur, supposée parfaitement conductrice — cette notion sera précisée plus loin — est en contact thermique intime avec des thermocouples, dont l'aire de section globale est considérablement inférieure à la sienne, et qui sont traversés par le flux calorifique concentré. Il faut remarquer que ces couples en semi-conducteur constituent un élément relativement cher du prix de revient; ils seront essentiellement définis par leur conductance thermique, or, à conductance donnée, le volume et le poids de matériau sont en raison directe du carré de la section de passage, ce qui amène à minimiser celle-ci jusqu'à la limite inférieure permise par la technologie. Les jonctions froides des thermocouples sont, de leur côté, en contact thermique intime avec le fond de l'ensemble par l'intermédiaire de conducteurs appelés pieds de couples, usuellement employés pour écarter les collecteurs du fond et réduire le flux de chaleur parasite traversant cet espace rempli avec un isolant poreux. Le fond est le radiateur des jonctions froides.

L'ensemble du générateur est ordinairement composé, à l'instar d'une mosaïque, d'un très grand nombre d'éléments tel que celui qui vient d'être décrit, et la surface obtenue a des dimensions qu'on peut considérer comme grandes vis-à-vis de l'épaisseur. Si à l'échelle de la cellule élémentaire les lignes de force du flux calorifique peuvent décrire dans l'espace des courbes compliquées fonctions de la forme des couples et de leurs pieds, la direction moyenne du flux reste normale à la surface, ou, ce qui revient au même, les isothermes moyennes sont des plans parallèles aux collecteurs. Cette vue pourra être jugée bien théorique, et, de fait, même en négligeant les effets de bords, on observe pratiquement des surfaces isothermes moyennes faisant un angle non négligeable avec le plan de référence quand celui-ci est incliné sur l'horizontale, ce par suite de courants de convection parallèles au plan, au-dessus des collecteurs et sous le radiateur; néanmoins, elle s'est avérée suffisamment fructueuse pour que nous la considérions comme valable pour le moment, quitte à examiner ensuite les modes de transposition à la pratique.

3.2. **Problème posé.**

Isolant par la pensée une cellule élémentaire d'aire donnée — 1 dm² par exemple — au milieu de la surface, et disposant pour l'équiper de thermocouples d'un facteur de qualité connu, on se propose de fixer ses paramètres géométriques en vue de maximiser le rendement hors tout de la conversion de la puissance solaire en puissance électrique utilisable. On calculera cette puissance en fonction de la tension sous laquelle elle est fournie, ou, ce qui revient au même, de l'adaptation de la charge aux couples : on en déduira l'énergie journalière.

3.3. **Les différents paramètres d'un générateur solaire.**

3.3.1 Captation de la puissance incidente. — Le rayonnement solaire doit traverser les séparateurs transparents avant d'atteindre les collecteurs. S'ils sont minces, l'absorption peut être négligée, et les seules pertes qui interviennent sont dues à la réflexion. On peut considérer que le coefficient de transmission d'une plaque d'indice 1,5 reste à peu près constant jusqu'à une incidence de 45° — correspondant à $\pm$ 3 h de déplacement apparent du soleil autour du zénith — et égal à 0,92. Avec un nombre supérieur de séparateurs, on admettra que les facteurs de transmission sont successivement 0,84 (2 unités), 0,77 (3 unités) et 0,71 (4 unités). Ces chiffres restent valables pour le verre et les plas-

tiques, puisque 98 % de la puissance solaire est rayonnée à des longueurs d'onde inférieures à 3 μ (aux faibles altitudes, la proportion d'ultraviolet, absorbé par le verre, est négligeable), pour lesquelles l'absorptivité est négligeable.

Nous envisagerons les cas de surfaces de captation noires mates, sélectives de qualité moyenne, et sélectives de haute qualité, de coefficients d'absorption respectifs 0,98-0,85 et 0,90.

La proportion de l'énergie incidente captée est obtenue comme le produit du facteur de transmission par le coefficient d'absorption, soit, dans les cas choisis,

	Nombre de séparateurs.			
	1.	2.	3.	4.
Surface noire	0,90	0,82	0,75	0,70
» sélective moyenne	0,78	0,71	0,65	0,60
» de haute qualité	0,82	0,75	0,69	0,64

3.3.2. Déperdition de la vitre supérieure. — Le séparateur supérieur, une vitre rigide immobile sous le vent, est l'ultime paroi traversée par le flux de chaleur issu des collecteurs avant sa dispersion dans l'atmosphère. Comme indiqué au paragraphe 3.2, tous les calculs qui suivent se rapportent à une cellule élémentaire de 1 dm².

Pour calculer la déperdition, on peut faire appel aux formules données pour la convection libre ou pour la convection forcée, en cas de vent, on ajoutera les pertes par rayonnement.

Le traité de Mc Adams donne pour la perte en convection libre d'une surface horizontale tournée vers le haut la formule :

$$q_c = 2,44 \cdot 10^{-2} (T_1 - T_0)^{\frac{5}{4}} \text{ W}.$$

T_0 et T_1 étant respectivement les températures absolues de la vitre et de l'air ambiant. Avec convection forcée — vent de V m/s — on a, pour des surfaces de dimensions assez grandes :

$$q_c = (7,1\, V^{0,775} + 5,12 \exp - 0,6\, V) \cdot 10^{-2} (T_1 - T_0) \text{ W}.$$

Les pertes par rayonnement se calculent ordinairement à partir de la température T_0 de l'air ambiant; en toute rigueur, ce rayonnement infrarouge n'est que partiellement absorbé par l'atmosphère et, selon l'état hygrométrique, on devrait prendre une température un peu inférieure à T_0, correspondant aux hautes couches de l'atmosphère; si l'on pouvait négliger cette absorption, T_0 serait la température des espaces intersidéraux, c'est-à-dire le zéro absolu. De fait, il est connu d'utiliser cette propriété pour obtenir, en utilisant les déperditions par rayonnement, un refroidissement de quelques degrés en-dessous de la température de l'air au niveau du sol. Quoi qu'il en soit, on tablera sur la valeur T_0 prise pour calculer les pertes par convection. L'émissivité totale de la vitre étant de 0,95, et σ, la constante de Stefan rapportée au décimètre carré :

$$q_r = 0,95\, \sigma (T_1^4 - T_0^4).$$

Le réseau de courbes 2 montre les pertes globales de la face supérieure pour $T_0 = 300°$ K et $T_0 = 330°$ K, ce pour trois vitesses du vent : 5-10 et 40 km/h.

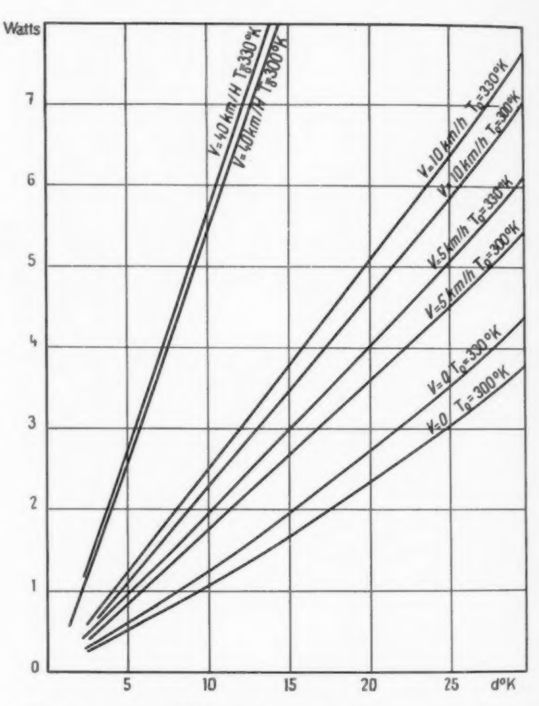


Fig. 2. — Déperdition de la vitre supérieure en fonction de l'écart $T_1 - T_0$ pour différentes vitesses du vent et deux valeurs de T_0.

Notons pour mémoire que Tabor fait état, pour $V = 6,7$ m/s, d'un coefficient de pertes, ramené en nos unités, conduisant à l'équation

$$q_c + q_r = 33,8 \cdot 10^{-2} (T_1 - T_0).$$

La perte globale, pour un écart de 10°, serait alors de 3,38 W, contre 3,75 W_0 donnés par les autres formules à $T_0 = 300°$ K.

3.3.3. Déperdition inter-séparateurs. — Les courbes de transmission spectrale des vitres de verre

et des plastiques spéciaux (Mylar, Teslar) sont quelque peu différentes.

Alors que le verre devient parfaitement opaque à partir de 3 à 4 μ, les plastiques présentent des courbes extrêmement vallonnées, mais cessent pratiquement de transmettre vers 6 μ, ce qui correspond à une température d'émission de 480° K. Mais, les nombreuses expériences poursuivies en notre laboratoire, tant sur le rendement des générateurs solaires que sur les déperditions, n'ont pu mettre en évidence de différence notable entre les séparateurs en verre et ceux en plastique mince de quelques centièmes de millimètre, sinon un très minime avantage au profit du verre. On calculera donc les échanges thermiques par rayonnement infrarouge sans distinguer la nature des parois; aucune objection, naturellement, n'est soulevée en ce qui concerne les pertes par convection libre q_c.

Le coefficient d'échange thermique entre deux plaques planes parallèles peut se calculer à partir de leur écartement, de la conductivité k du gaz de remplissage, et d'un facteur multiplicatif lié à la convection et appelé nombre de Nusselt N_N. Ce nombre est lui-même fonction du nombre de Grashof N_G : Si i et $i+1$ sont les rangs des deux séparateurs considérés, écartés de a centimètres, et si ν est la viscosité cinématique du gaz

$$N_G = \frac{3,6\,a^3(T_{i+1}-T_i)}{\nu^2}.$$

ν croît avec la température $\nu_{323} = 0,18$, $\nu_{373} = 0,23$ et $\nu_{423} = 0,29$ cm²/s pour l'air.

Si les surfaces sont horizontales, on a, selon le traité de Max Jakob,

$$N_N = 0,195\,N_G^{\frac{1}{4}}.$$

La conductivité effective du gaz est égale à sa conductivité limite à convection nulle k multipliée par le nombre de Nusselt, soit :

$$k_e = 0,195\,k\left[\frac{3,6\,a^3(T_{i+1}-T_i)}{\nu^2}\right]^{\frac{1}{4}}.$$

La conductivité limite croît, tout comme ν, avec la température

$$k_{323} = 28.10^{-5}, \qquad k_{373} = 31.10^{-5}$$

et

$$k_{423} = 34.10^{-5} \quad \text{W.cm}^{-1}.{}^{\circ}\text{K}^{-1}$$

pour l'air. La conductivité effective est, aux trois températures repérées :

$$k_e = \begin{Bmatrix}17,7\\17,4\\16,9\end{Bmatrix}.10^{-5}\,a^{\frac{3}{4}}(T_{i+1}-T_i)^{\frac{1}{4}};$$

elle décroît très légèrement avec la température. On a corrélativement.

$$q_c = \begin{Bmatrix}17,7\\17,4\\16,9\end{Bmatrix}.10^{-3}\,a^{-\frac{1}{4}}(T_{i+1}-T_i)^{\frac{5}{4}}.$$

Si $a = 1$ cm,

$$q_c = \begin{Bmatrix}17,7\\17,4\\16,9\end{Bmatrix}.10^{-3}\qquad(T_{i+1}-T_i)^{\frac{5}{4}}.$$

Si $a = 3$ cm,

$$q_c = \begin{Bmatrix}13,5\\13,2\\12,9\end{Bmatrix}.10^{-3}\qquad(T_{i+1}-T_i)^{\frac{5}{4}}.$$

Ces pertes ne varient que peu avec la température moyenne de l'air : 46.10^{-5} °K⁻¹.

Mais, pour capter le maximum d'énergie solaire, la surface moyenne est orientée généralement normalement aux rayons solaires au zénith, et fait donc avec l'horizontale un angle moyen égal à la latitude du lieu (par exemple, une trentaine de degrés à Colomb-Béchar). Si donc la surface est inclinée, on doit faire intervenir la longueur l du dispositif dans le sens de la ligne de plus grande pente, que nous prendrons égale à 100 cm. On détermine alors le coefficient des pertes par interpolation linéaire entre les deux coefficients relatifs aux surfaces horizontales et aux surfaces verticales, au prorata de l'angle d'inclinaison.

Pour les surfaces verticales :

$$N_N = 0,18\,N_G^{\frac{1}{4}}\left(\frac{l}{a}\right)^{-\frac{1}{9}}.$$

Selon que a vaut 1 ou 3 cm, on a

$$N_N = 0,108\,N_G^{\frac{1}{4}},$$

ou

$$N_N = 0,122\,N_G^{\frac{1}{4}}.$$

D'où, aux trois températures repérées :

avec $a = 1$ cm,

$$q_c = \begin{Bmatrix}9,8\\9,6\\9,4\end{Bmatrix}.10^{-3}(T_{i+1}-T_i)^{\frac{5}{4}}$$

avec $a = 3$ cm,

$$q_c = \begin{Bmatrix}8,4\\8,25\\8,1\end{Bmatrix}.10^{-3}(T_{i+1}-T_i)^{\frac{5}{4}}.$$

L'interpolation linéaire pour une inclinaison de 30° conduit à :

avec $a = 1$ cm,

$$q_c = \begin{Bmatrix} 15,0 \\ 14,8 \\ 14,4 \end{Bmatrix} . 10^{-3} (T_{i+1} - T_i)^{\frac{5}{4}} ;$$

avec $a = 3$ cm,

$$q_c = \begin{Bmatrix} 11,8 \\ 11,6 \\ 11,3 \end{Bmatrix} . 10^{-3} (T_{i+1} - T_i)^{\frac{5}{4}} .$$

On voit que les pertes par convection sont loin d'être inversement proportionnelles à l'écartement des séparateurs, mais l'on gagne cependant à porter l'écart a de 1 à 3 cm, ce qui réduit ces pertes de 31 % ; le gain serait minime en accroissant cet écart et les effets de bords pourraient se trouver amplifiés.

En conclusion, on poursuivra cette étude dans un cas dit « standard » : une surface inclinée de 30° sur l'horizontale, et un écartement a de 3 cm, et l'on utilisera l'équation moyenne :

$$q_c = 116 . 10^{-4} (T_{i+1} - T_i)^{\frac{5}{4}} .$$

On pourrait songer à remplacer l'air par un autre gaz, tel le gaz carbonique. L'élément critique est le rapport $\frac{k}{\sqrt{\nu}}$; dans le cas de CO_2, il n'est inférieur que de 7 % à celui de l'air, aussi le bénéfice retiré ne justifierait pas une installation coûteuse.

Les pertes par rayonnement ont une expression un peu compliquée; le rayonnement émis par une plaque est partie absorbé et partie réfléchi par l'autre, et cela indéfiniment jusqu'à extinction asymptotique. On obtiendra donc le bilan du rayonnement global allant de la plaque de rang $(i + 1)$ vers la plaque de rang i par la sommation de deux séries géométriques convergentes. En appelant ε les émissivités des plaques, le rayonnement émis par la première est

$$\sigma \varepsilon_{i+1} \varepsilon_i T_{i+1}^4 \sum_{p=0}^{p=\infty} [(1 - \varepsilon_{i+1})(1 - \varepsilon_i)]^p ;$$

dans le sens opposé, on a :

$$\sigma \varepsilon_{i+1} \varepsilon_i T_i^4 \sum_{p=0}^{p=\infty} [(1 - \varepsilon_{i+1})(1 - \varepsilon_i)]^p .$$

d'où le bilan :

$$q_r = \sigma \frac{\varepsilon_{i+1} \varepsilon_i}{\varepsilon_{i+1} + \varepsilon_i - \varepsilon_{i+1} \varepsilon_i} (T_{i+1}^4 - T_i^4) .$$

Entre deux séparateurs d'émissivité 0,95,

$$q_r = 0,90 \sigma (T_{i+1}^4 - T_i^4) .$$

La déperdition globale entre deux séparateurs s'exprime par l'équation :

$$q_c + q_r = 116 . 10^{-4} (T_{i+1} - T_i)^{\frac{5}{4}} + 0,90 \sigma (T_{i+1}^4 - T_i^4) .$$

3.3.4. Déperdition entre collecteurs et dernier séparateur. — La nature des surfaces en présence n'intervient pas dans le calcul des pertes par convection; par contre elle conditionne au premier chef les échanges par rayonnement. On a à distinguer les surfaces noires et les surfaces sélectives; si, pour les premières ,on peut prendre pour ε_c la valeur 0,95 comme moyenne des différentes données de la littérature, les secondes offrent en général des émissivités comprises entre 0,2 et celle des métaux bons réflecteurs polis, soit 0,03; pratiquement, on traitera les cas où $\varepsilon_c = 0,16$ et où $\varepsilon_c = 0,08$; le premier chiffre est usuel pour des surfaces d'aluminium oxydées et chargées d'oxydes de cuivre et de manganèse, traitées industriellement; le second correspond à une valeur atteinte par des surfaces de haute qualité, recouvertes en couche mince de semi-conducteurs transparents dans l'infrarouge comme certains sulfures.

On aura donc, selon les cas, et en utilisant pour la convection et le rayonnement les formules du paragraphe 3.3.3.

$$q_c + q_r = 116 . 10^{-4} (T_c - T_n)^{\frac{5}{4}} + \begin{Bmatrix} 0,90 \\ 0,16 \\ 0,08 \end{Bmatrix} \sigma (T_c^4 - T_n^4) .$$

Il est à remarquer que l'émissivité résultante, qui est à prendre en considération pour les échanges par rayonnement entre collecteurs d'émissivité ε_c et séparateur d'émissivité 0,95, est sensiblement égale à celle des collecteurs sélectifs, et notablement inférieure à celle des collecteurs noircis (0,90 au lieu de 0,95).

3.3.5. Déperdition a travers une vitre. — On peut valablement considérer comme infinie la conductance transverse d'un séparateur en plastique ultra mince; s'il s'agit de verre, il est préférable de tenir compte de la chute de température à la traversée. On peut admettre qu'une vitre en verre double transmet environ 2,2 W/degré d'écart entre ses faces.

3.3.6. Bilan des pertes de la face avant. — En envisageant les trois valeurs de la vitesse du vent (5,10 et 40 km/h), les trois valeurs de l'émissi-

vité des collecteurs (0,95, 0,16 et 0,08), et un nombre variable de séparateurs transparents (1, 2, 3 et 4), on a dressé les abaques 3 à 11 qui fournissent la déperdition au décimètre carré en fonction de la température absolue T_c des collecteurs, l'ambiante étant de 300° K. Ces courbes ont été établies en consi-

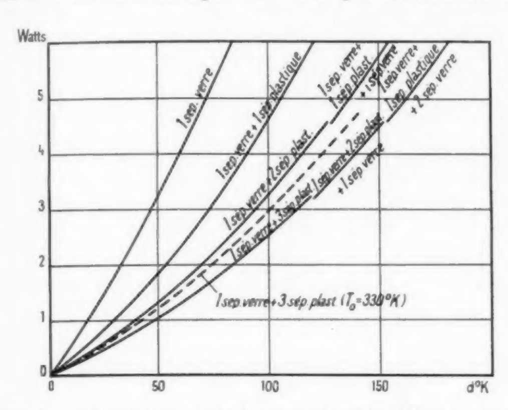


Fig. 3. — Déperdition de la face avant en fonction de l'écart $T_c - T_0$ ($T_0 = 300°$ K); $\varepsilon_c = 0{,}95$; vent : 5 km/h.

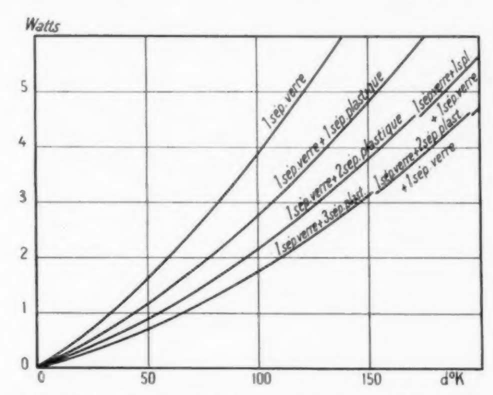


Fig. 6. — Déperdition de la face avant en fonction de l'écart $T_c - T_0$ ($T_0 = 300°$ K); $\varepsilon_c = 0{,}16$; vent : 5 km/h.

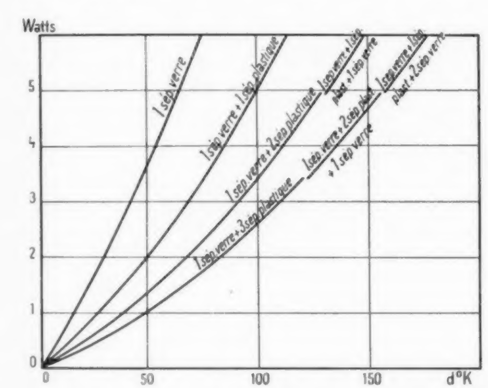


Fig. 4. — Déperdition de la face avant en fonction de l'écart $T_c - T_0$ ($T_0 = 300°$ K); $\varepsilon_c = 0{,}95$; vent : 10 km/h.

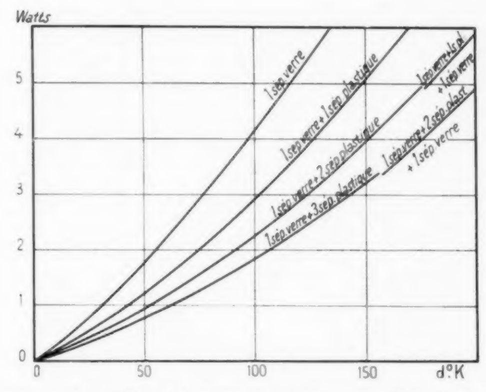


Fig. 7. — Déperdition de la face avant en fonction de l'écart $T_c - T_0$ ($T_0 = 300°$ K); $\varepsilon_c = 0{,}16$; vent : 10 km/h.

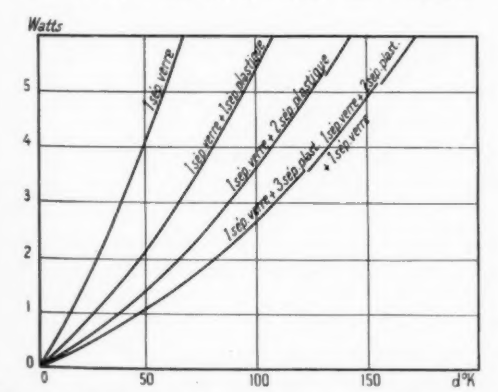


Fig. 5. — Déperdition de la face avant en fonction de l'écart $T_c - T_0$ ($T_0 = 300°$ K); $\varepsilon_c = 0{,}95$; vent : 40 km/h.

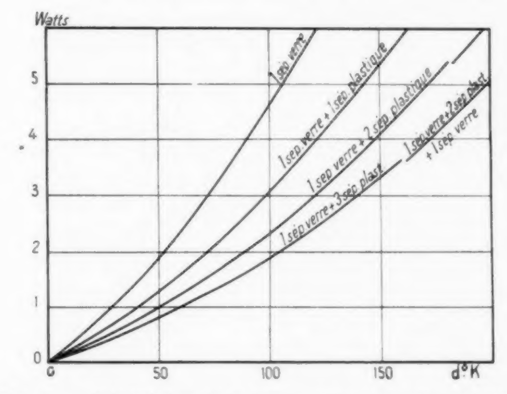


Fig. 8. — Déperdition de la face avant en fonction de l'écart $T_c - T_0$ ($T_0 = 300°$ K); $\varepsilon_c = 0{,}16$; vent : 40 km/h.

dérant la mise en série des différentes résistances thermiques étudiées aux paragraphes précédents. Des discontinuités apparaissent par endroits; elles correspondent, au-delà d'un certain seuil de température, au remplacement d'une feuille de plastique par une vitre. Le séparateur externe est toujours une vitre, pour rester immobile sous le vent; les autres sont en plastique, pourvu que leur température ne dépasse pas 400° K, auquel cas il vaut mieux employer le verre : en effet, on peut supposer que, lorsque l'ambiante atteint 330° K, toutes les températures aux différents niveaux sont élevées d'une trentaine de degrés, ce qui porte alors la température maximale des séparateurs au voisinage de 430° K, température limite de service des fluorures de polyvinyle.

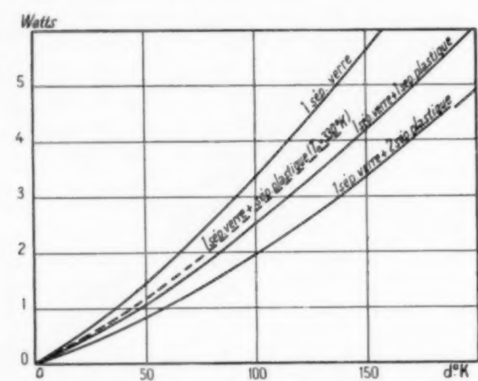


Fig. 9. — Déperdition de la face avant en fonction de l'écart $T_c - T_0$ ($T_0 = 300°$ K); $\varepsilon_c = 0{,}08$; vent : 5 km/h.

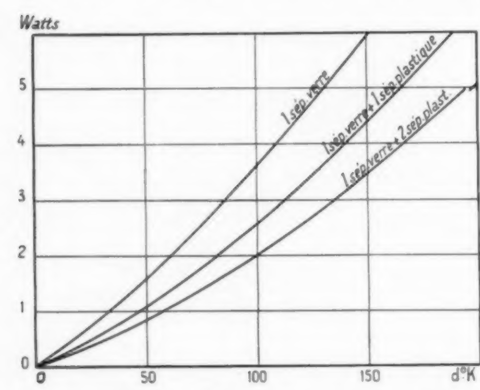


Fig. 10. — Déperdition de la face avant en fonction de l'écart $T_c - T_0$ ($T_0 = 300°$ K); $\varepsilon_c = 0{,}08$; vent : 10 km/h.

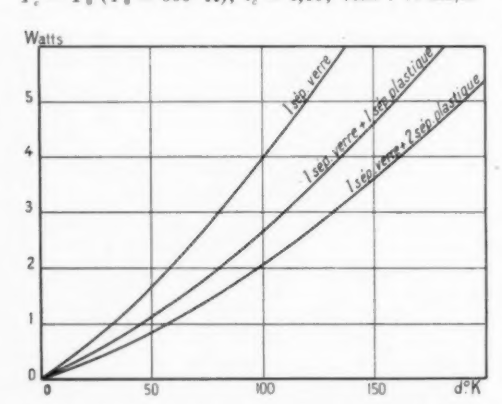


Fig. 11. — Déperdition de la face avant en fonction de l'écart $T_c - T_0$ ($T_0 = 300°$ K); $\varepsilon_c = 0{,}08$ vent : 40 km/h.

Le rôle de l'émissivité ε_c apparaît sur le réseau de courbes 12 donnant les déperditions pour un écart $T_c - T_0$ de 100° K. On voit que ce paramètre est d'autant plus déterminant que le nombre de séparateurs transparents est plus petit. En réalité, pour un flux de déperdition donné, la répartition des températures des séparateurs est invariante, seul est fonction de l'émissivité l'écart $(T_c - T_n)$ entre collecteurs et dernier séparateur.

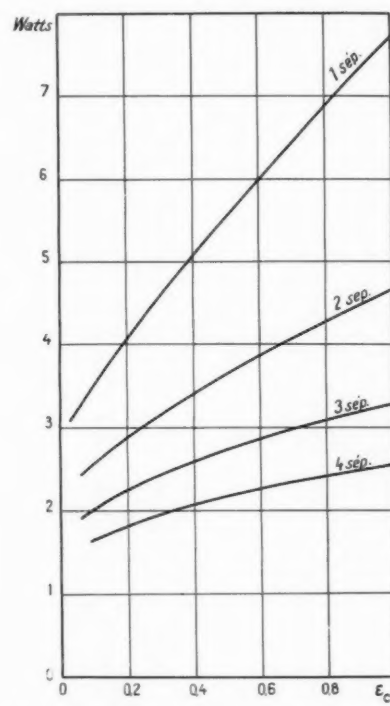


Fig. 12. — Déperdition de la face avant en fonction de l'émissivité ε_c; $T_0 = 300°$ K; $T_c = 400°$ K; vent : 5 km/h.

Lorsque la température ambiante T_0 varie, comme

les pertes par rayonnement croissent avec les températures absolues, la déperdition globale croît avec T_0.

Nous nous proposons, pour un flux de pertes globales donné, de déterminer de façon approchée la variation de la tempétature T_c correspondant à une élévation dT_0 de la température ambiante, l'application en sera faite lorsque T_0 passe de 300 à 301° K et 330° K.

En traçant sur le diagramme 2 une horizontale correspondant au flux choisi, on obtient directement le nouvel écart $T_1 - T_0$, d'où d T_1. La différenciation de l'équation finale du paragraphe 3.3.3 donne

$$dq_c + dq_r = 0 = 116.10^{-4} \times \frac{5}{4}(T_{i+1} - T_i)^{\frac{1}{4}}(dT_{i+1} - dT_i) + 3{,}6\sigma(T_{i+1}^3\, dT_{i+1} - T_i^3\, dT_i)$$

ou

$$\frac{dT_{i+1}}{dT_i} = \frac{145.10^{-4}(T_{i+1} - T_i)^{\frac{1}{4}} + 3{,}6\sigma T_i^3}{145.10^{-4}(T_{i+1} - T_i)^{\frac{1}{4}} + 3{,}6\sigma T_{i+1}^3},$$

en posant

$$T_{i+1} = T_i + \Delta T_i,$$

on tire

$$\frac{dT_{i+1}}{dT_i} \# 1 - \frac{11\sigma T_i^2\, \Delta T_i}{145.10^{-4}(\Delta T_i)^{\frac{1}{4}} + 3{,}6\sigma T_i^3}.$$

Cette équation permet le calcul successif des nouvelles valeurs des termes T_i jusqu'à T_n.

Dans l'espace collecteurs-dernier séparateur, on a, selon le même processus,

$$0 = 116.10^{-4} \times \frac{5}{4}(T_c - T_n)^{\frac{1}{4}}(dT_c - dT_n) + \begin{Bmatrix} 3{,}6 \\ 0{,}64 \\ 0{,}32 \end{Bmatrix} \sigma(T_c^3\, dT_c - T_n^3\, dT_n)$$

et

$$\frac{dT_c}{dT_n} = 1 - \frac{\begin{Bmatrix} 1{,}1 \\ 1{,}9 \\ 1 \end{Bmatrix} \sigma T_n^2\, \Delta T_i}{145.10^{-4}(\Delta T_i)^{\frac{1}{4}} + \begin{Bmatrix} 3{,}6 \\ 0{,}64 \\ 0{,}32 \end{Bmatrix} \sigma T_i^3}.$$

Toutes ces équations sont valables à flux de pertes constant seulement.

Nous utiliserons plus loin ces formules pour évaluer la dégradation des performances des générateurs avec l'élévation de la température ambiante.

3.3.7. Déperdition sous les collecteurs. — Sous les collecteurs, le flux calorifique est essentiellement draîné par les thermocouples (flux utile); mais, comme on l'a vu, ces derniers n'occupent qu'une fraction minime du volume libre entre collecteurs et plaque de fond. Cet espace est rempli d'un isolant poreux, qui, dans l'état actuel de la technique et en raison d'impératifs économiques, est de la laine de verre ultra fine. En effet, pour assurer cet isolement thermique, on doit compartimenter en volumes élémentaires, dont les dimensions devraient descendre au-dessous du libre parcours moyen des molécules d'air; on annihile pratiquement la convection, et la conductivité n'est guère supérieure que de 20 % à la conductivité limite de l'air.

Il existe aussi des plastiques expansés dont les alvéoles étanches sont remplis d'autres gaz plus isolants que l'air, CO_2 ou fréon; ce sont les matériaux de l'avenir, mais, actuellement, leur température limite de service, soit 120° C ou 393° K, leur interdit d'être en contact avec les collecteurs. Nous tablerons donc sur les données fournies par le fabricant sur la laine de verre, en supposant le bourrage homogène, parfaitement exécuté, surtout dans les zones à fort gradient thermique près des couples.

La déperdition dépend de la conductivité $\varkappa$ de l'isolant, elle-même fonction des températures T_c et T_A des collecteurs et du fond, et d'un facteur de forme F lié à la géométrie des couples et des pieds de couples. Ce facteur ne peut en général être calculé directement, mais on peut l'évaluer avec une approximation intéressante au moyen d'un modèle électrolytique utilisant l'analogie formelle entre les surfaces équipotentielles et isothermes; l'introduction d'un couple et de son pied majore le facteur F de l'espace collecteurs-fond [égal, à l'origine, au quotient de l'aire de référence (100 cm²) par l'écartement] d'une quantité lentement croissante avec la conductance L des couples, dans la limite des valeurs qui nous intéressent, et pour une hauteur de couples constante.

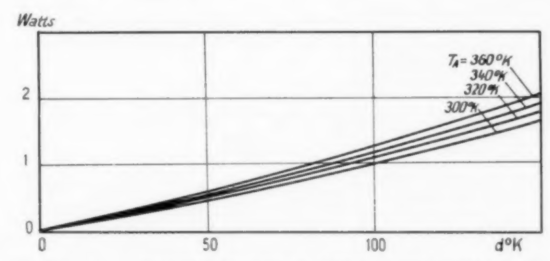


Fig. 13. — Déperdition sous le collecteur en fonction de l'écart θ, F = 28 cm. (calculée depuis un abaque « Isover »).

On aura une bonne approximation, pour des couples au tellurure de bismuth de 6 mm de haut, et un intervalle collecteurs-fond de 50 mm, en prenant

$F = 28$ cm; d'ailleurs, pour des intervalles supérieurs à 50 mm, F diminue pratiquement très peu.

La déperdition $F \approx (T_c - T_f)$ figure sur le diagramme 13.

3.3.8. Évacuation par la face arrière. — Le calcul d'un ailettage pour évacuer la chaleur sur la face inférieure des générateurs est quasi impossible en toute rigueur, étant donné la complexité du comportement des ailettes en présence de vents de vitesses et de directions quelconques. En convection libre, l'orientation du plan moyen vers le bas est très défavorable et diviserait environ par 2 le coefficient d'échange avec l'ambiante.

En tout état de cause, et pour fixer les idées, tout en tenant compte des leçons de l'expérience, on considérera deux cas : un fond plat, pour lequel on utilisera, en convection forcée, le coefficient d'échange moyen (dans la zone de températures intéressantes) déductible des courbes 2, et un fond ailetté, avec un coefficient double. C'est ce dernier cas, d'ailleurs, qui correspond le mieux à la pratique, car, dans un but de renforcement mécanique, le fond est presque toujours nervuré.

Pour donner une vue synthétique des différents échanges thermiques dans un générateur, on les a fait figurer sur le schéma d'ensemble 14.

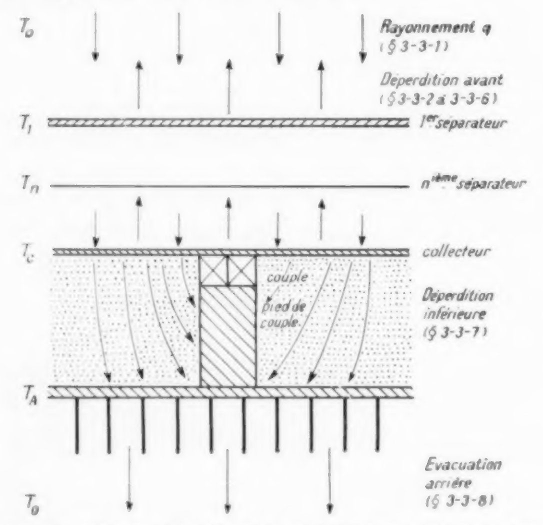


Fig. 14. — Coupe schématique de principe d'un générateur plan.

3.4. Recherche d'une structure optimale (cas standard).

Les différents facteurs intervenant dans les échanges thermiques au sein d'un générateur et, partant, dans ses performances, viennent d'être analysés; il en est, comme la température ambiante et la vitesse du vent, sur lesquels aucune action n'est possible, mais on peut jouer sur la nature des collecteurs, le nombre des séparateurs transparents, la conductance thermique des couples et la forme des ailettages. Bien entendu, en dernier ressort, la maximisation des performances de la cellule élémentaire n'est pas le but du constructeur, ce but est de maximiser le rapport des performances énergétiques à l'investissement financier consenti pour les obtenir, ce qui peut conduire à un certain écart vis-à-vis de la structure donnant le rendement maximal à l'unité de surface.

Dans une première étape, on peut considérer les couples comme des conducteurs thermiques passifs entre les jonctions desquels l'écart de température utile :

$$\theta = T_c - T_f$$

ne dépend pas des effets Peltier et Joule. L'approximation va consister à tabler sur cette valeur de θ, affectée de l'indice o, soit θ_0, pour calculer la puissance électrique utile maximale sur charge adaptée.

$$w = \frac{1}{4} ZL\theta^2 \neq \frac{1}{4} ZL\theta_0^2.$$

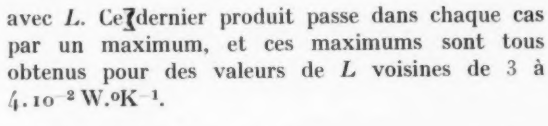
La recherche approximative de la structure optimale se ramène donc à celle de la maximisation du produit $L\theta_0^2$ dans les différents cas, en s'imposant un rayonnement solaire « standard » de 10 W/dm², par vent « standard » de 5 km/h. Cette recherche — point remarquable — ne présume en rien des performances propres des couples (Z n'intervient pas) sinon de leur gamme de températures de fonctionnement.

L'écart utile θ_0 se calcule par approximations successives à l'aide des abaques déjà établis, et ce concurrement avec $(\theta_f)_0 = (T_f)_0 - T_0$, qui conditionne la puissance évacuée par le fond. Les bilans thermiques sont les suivants :

I. Puissance reçue par le collecteur sous forme de rayonnement
= Puissance traversant les couples ($L\theta_0$)
+ Puissance traversant la laine de verre sous l'écart θ_0
+ Puissance perdue à travers les séparateurs transparents sous l'écart $\theta_0 + (\theta_f)_0$

II. Puissance traversant les couples ($L\theta_0$)
+ Puissance traversant la laine de verre sous l'écart θ_0
= Puissance évacuée par le fond sour l'écart θ_f.

Les courbes 15 à 26, tracées pour les trois types de collecteurs retenus et les deux types de fonds montrent les variations concomitantes de θ_0 et de $L\theta_0^2$


avec L. Ce dernier produit passe dans chaque cas par un maximum, et ces maximums sont tous obtenus pour des valeurs de L voisines de 3 à 4.10^{-2} W.°K^{-1}.

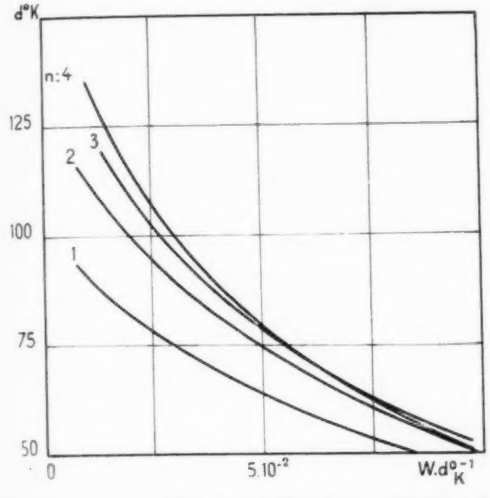


Fig. 15. — Ecart utile θ_0 en fonction de la conductance L. $\varepsilon_c = 0{,}95$, fond ailetté; $T_0 = 300°$ K; vent : 5 km/h; $q = 10$ W.

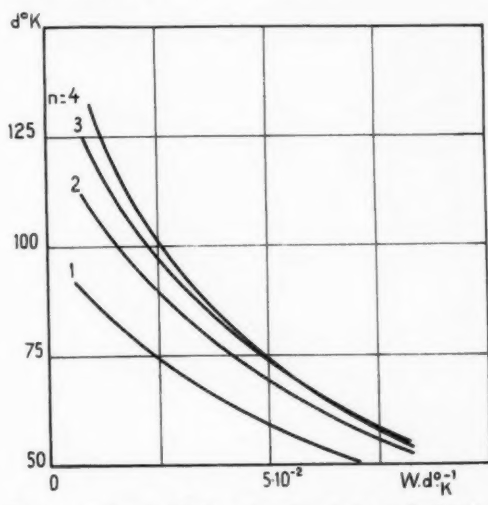


Fig. 17. — Ecart utile θ_0 en fonction de la conductance L. $\varepsilon_c = 0{,}95$, fond plat; $T_0 = 300°$ K; vent : 5 km/h; $q = 10$ W.

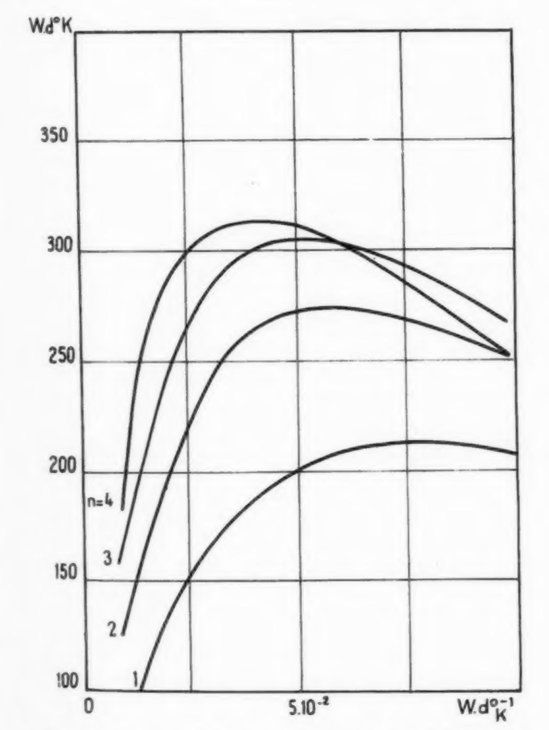


Fig. 16. — Produit $L\theta_0^2$ en fonction de la conductance L. $\varepsilon_c = 0{,}95$, fond ailetté; $T_0 = 300°$ K; vent : 5 km/h; $q = 10$ W.

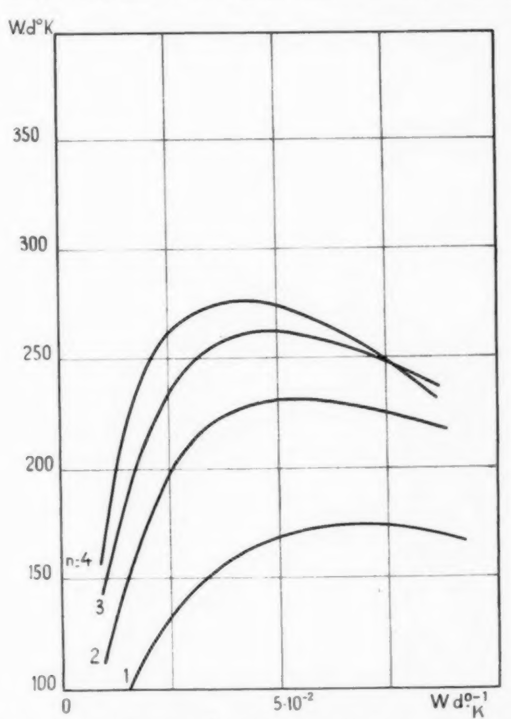


Fig. 18. — Produit $L\theta_0^2$ en fonction de la conductance L. $\varepsilon_c = 0{,}95$, fond plat; $T_0 = 300°$ K; vent : 5 km/h; $q = 10$ W.

Le nombre de séparateurs est d'autant plus critique que l'émissivité est plus élevée (de l'ordre de 3 à 4). Les maximums maximorum sont du même ordre de grandeur pour les collecteurs noircis et les collecteurs sélectifs moyens (310 W. °K); les collecteurs sélectifs de haute qualité permettent d'obtenir

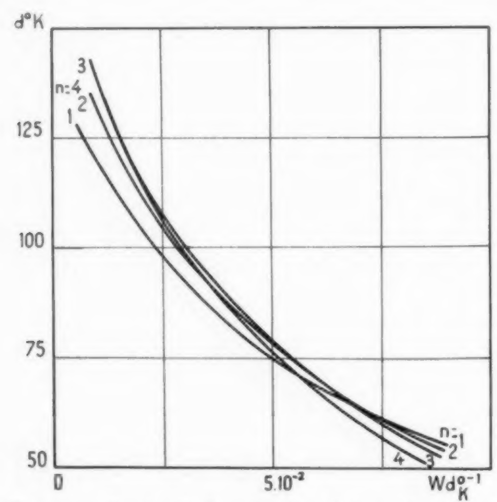


Fig. 19. — Ecart utile θ_o en fonction de la conductance L. $\varepsilon_c = 0,16$, fond ailetté; $T_0 = 300°$ K; vent : 5 km/h; $q = 10$ W.

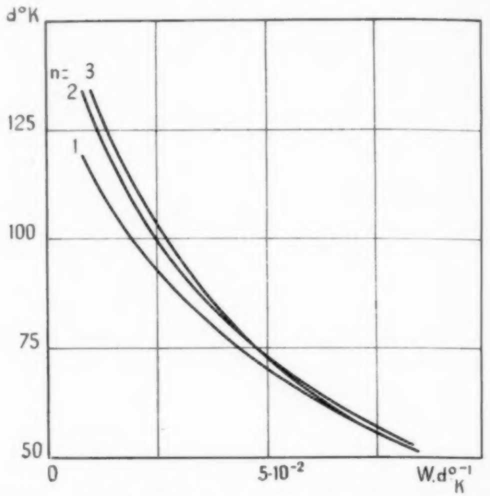


Fig. 21. — Ecart utile θ_o en fonction de la conductance L. $\varepsilon_c = 0,16$, fond plat; $T_0 = 300°$ K; vent : 5 km/h; $q = 10$ W.

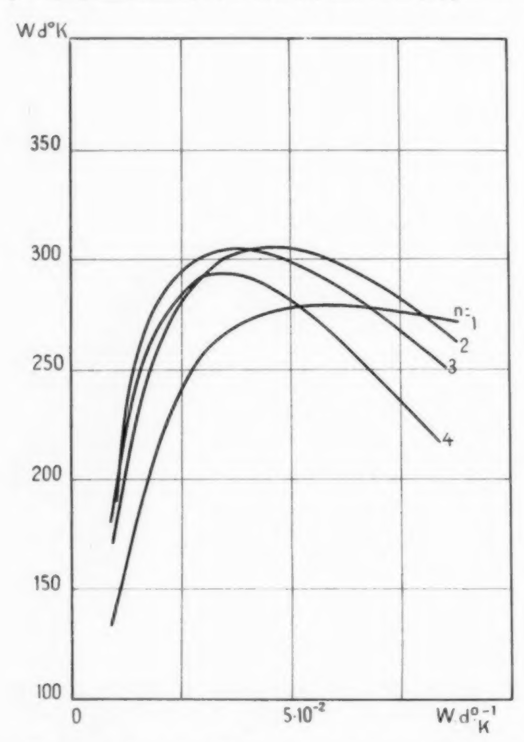


Fig. 20. — Produits $L\theta_0^2$ en fonction de la conductance L. $\varepsilon_c = 0,16$, fond ailetté; $T_0 = 300°$ K; vent : 5 km/h; $q = 10$ W.

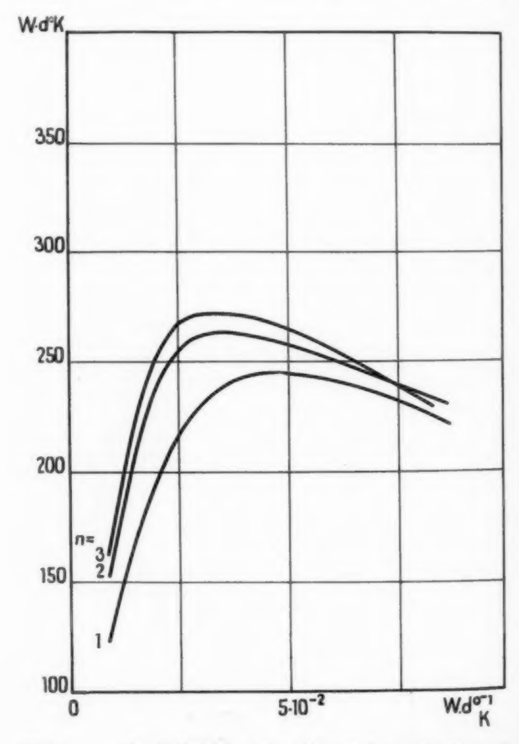


Fig. 22. — Produit $L\theta_0^2$ en fonction de la conductance L. $\varepsilon_c = 0,16$, fond plat; $T_0 = 300°$ K; vent : 5 km/h; $q = 10$ W.

un gain voisin de 15 %; leur emploi ne se justifie donc que dans la mesure où le prix de revient de leur fabrication et de leur montage ne majore pas de plus de 15 % le prix de revient global; ils n'autorisent pas l'utilisation de couples de conductance L nettement plus faible, or, on sait que le poids des

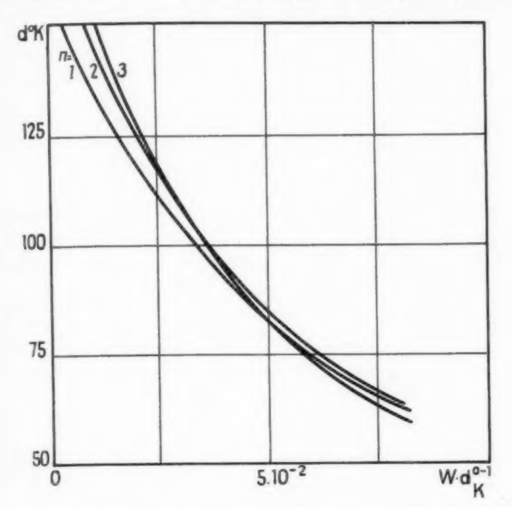


Fig. 23. — Ecart utile θ_0 en fonction de la conductance L. ε_c = 0,08, fond ailetté; T_0 = 300° K; vent : 5 km/h; q = 10 W.

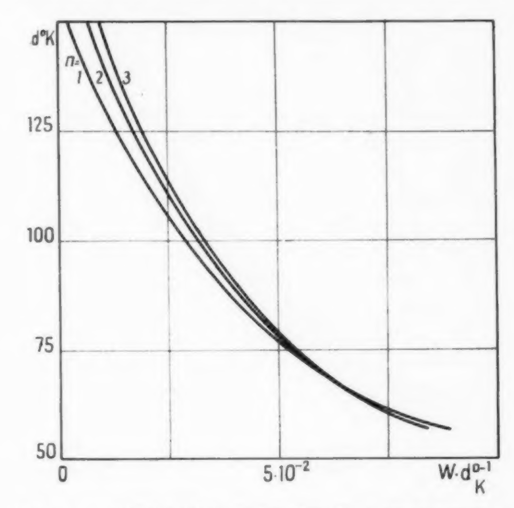


Fig. 25. — Ecart utile θ_0 en fonction de la conductance L. ε_c = 0,08, fond plat; T_0 = 300° K; vent : 5 km/h; q = 10 W.

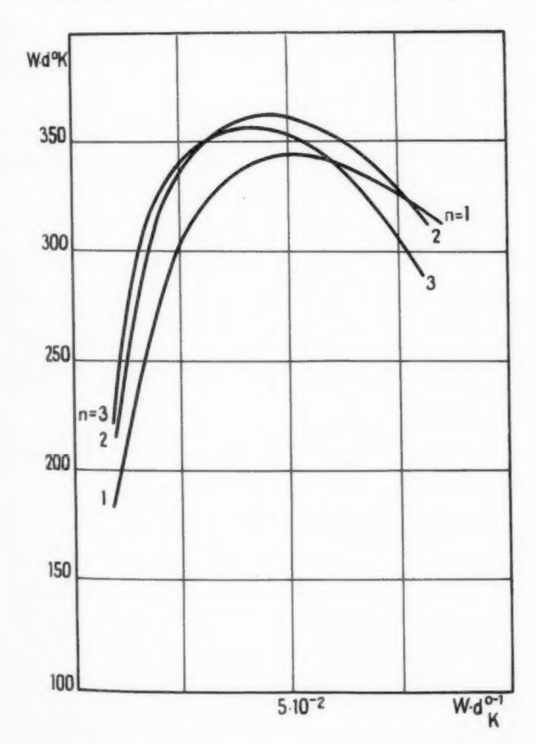


Fig. 24. — Produit $L\,\theta_0^2$ en fonction de la conductance L. ε_c = 0,08, fond ailetté; T_0 = 300° K; vent : 5 km/h; q = 10 W.

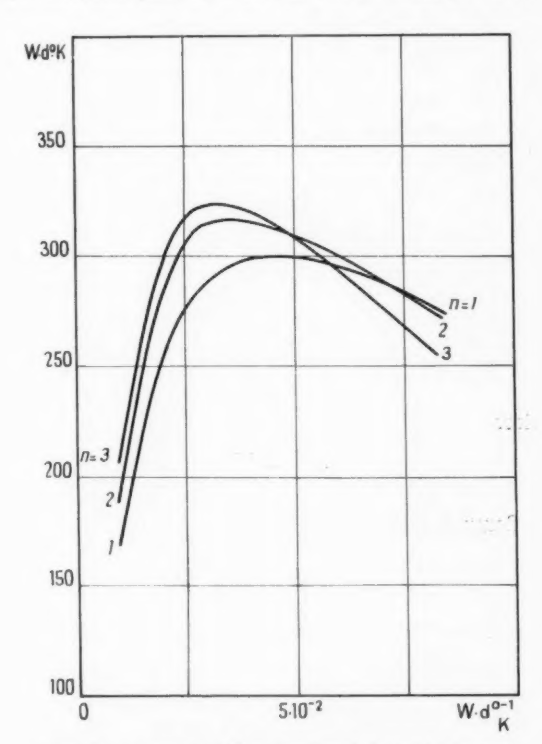


Fig. 26. — Produit $L\,\theta_0^2$ en fonction de la conductance L. ε_c = 0,08, fond plat; T_0 = 300° K; vent : 5 km/h; q = 10 W.

couples, dont le prix est une part importante du prix global, est proportionnel à L, à hauteur constante. Enfin, la suppression de l'ailettage réduit $L\theta_0^2$ d'environ 10 % au maximum. L'écart utile θ_0 à l'optimum reste voisin de 100° K; les générateurs de ce type devront donc toujours travailler avec des jonctions chaudes à température relativement peu élevée, les semi-conducteurs à employer ne seront jamais des corps à fort produit $Z\,T$ mais à haut facteur de qualité Z.

En conclusion, il apparaît comme intéressant de choisir soit des collecteurs noircis, en raison de leur rusticité (de fabrication et d'emploi) placés sous quatre séparateurs, soit des collecteurs sélectifs de haute qualité sous deux séparateurs; les collecteurs sélectifs de qualité moyenne sont sans intérêt. La conductance L pourra être prise égale à 3.10^{-2} W.°K^{-1}, le rendement est très voisin de celui correspondant à 4.10^{-2} W.°K^{-1} et le gain sur le prix de revient du couple est de 25 %.

3.5. **Puissance utile (cas standard).**

Le calcul de $L\theta_0^2$ vient de permettre une sélection dans les paramètres de structure. En fait, lorsque les couples débitent du courant, on ne peut en toute rigueur calculer la puissance utile w à partir de θ_0, car les effets Joule et Peltier perturbent les bilans thermiques aux jonctions, et θ et θ_f prennent de nouvelles valeurs.

Si I est le courant traversant un couple, la puissance Peltier aux jonctions est $2\,e\,T\,I$, et la puissance Joule dans la masse, $R\,I^2$.

On caractérisera la charge d'utilisation, quelle qu'elle soit, par une certaine température τ, définie, en fonction de la tension effective en charge v sous laquelle chaque couple travaille, par l'équation

$$v = 2e\tau,$$

alors

$$I = \frac{2e(\theta - \tau)}{R}.$$

Compte tenu du fait que

$$RL = 4\rho\lambda = \frac{4e^2}{Z},$$

les expressions respectives des puissances Peltier et Joule deviennent

$$ZLT(\theta - \tau) \qquad \text{et} \qquad ZL(\theta - \tau)^2.$$

On devra refaire les bilans thermiques du paragraphe précédent avec les modifications suivantes :

— Sur le collecteur, ajouter la demi-puissance Joule et retrancher la puissance Peltier, soit

$$\frac{ZL}{2}(\theta - \tau)^2 - ZLT_c(\theta - \tau).$$

— Sur le fond, ajouter le demi-puissance Joule et la puissance Peltier, soit

$$\frac{ZL}{2}(\theta - \tau)^2 + ZLT_f(\theta - \tau).$$

Il s'ensuit que θ décroît quand la charge augmente ou, ce qui revient au même, quand τ diminue. On peut dire que tout se passe comme si, vue des jonctions chaudes, la conductance L était multipliée par un facteur

$$C = \left[1 + Z\frac{\theta - \tau}{\theta}\left(T_c - \frac{\theta - \tau}{2}\right)\right],$$

et si, vue des jonctions froides, elle était multipliée par un facteur :

$$A = \left[1 + Z\frac{\theta - \tau}{\theta}\left(T_f + \frac{\theta - \tau}{2}\right)\right].$$

La puissance utile est :

$$w = vI = \frac{4e^2}{R}\tau(\theta - \tau) = ZL\tau(\theta - \tau).$$

Les courbes $w(\tau)$ sont très sensiblement des paraboles, tout comme si le générateur se comportait selon la simple loi d'Ohm avec une résistance interne R'; le maximum de puissance est obtenu pour

$$\tau \# \frac{\theta_0}{2} = \tau_M;$$

mais la résistance apparente R' est supérieure à la résistance ohmique vraie R : en effet, si l'écart utile en charge était θ_0, la puissance maximale correspondant à la résistance R serait :

$$w_0 = \frac{ZL}{4}\theta_0^2;$$

mais en fait,

$$\theta_M < \theta_0$$

et

$$w_M = ZL\frac{\theta_0}{2}\left(\theta_M - \frac{\theta_0}{2}\right);$$

d'où

$$\frac{R'}{R} = \frac{w_0}{w_M} = \frac{\theta_0}{2\theta_M - \theta_0} \# 1 + 2\,\frac{\theta_0 - \theta_M}{\theta_0}.$$

Ainsi le rapport entre la résistance interne apparente du générateur et sa résistance purement ohmique est uniquement fonction de l'écart relatif

entre les températures θ_0 et θ_u à charge nulle ($\tau = \theta_0$) et à charge optimale $\left(\tau = \frac{\theta_0}{2}\right)$.

La parabole de puissance est alors entièrement déterminée par trois points :

$$\tau = 0, \qquad \tau = \frac{\theta_0}{2} \qquad \text{et} \qquad \tau = \theta_0.$$

Cette parabole permet de calculer simplement la puissance fournie d'après la loi d'Ohm, comme si le générateur avait une tension à vide $2e\theta_0$ et une résistance interne R'.

Tenant compte de ces enseignements, on se propose de calculer la puissance utile fournie dans les conditions standard par un générateur à fond ailetté et collecteurs noircis sous quatre séparateurs transparents, pour deux valeurs de la conductance des couples, au voisinage de l'optimum (3.10^{-2} et 4.10^{-2} W °K^{-1}), et ce pour des couples de deux qualités ($Z = 15.10^{-4}$ et $Z = 25.10^{-4}$ °K^{-1}). La variable caractérisant l'adaptation de la charge au générateur sera la température fictive τ.

Les diagrammes 27 et 28 montrent les courbes $\theta(\tau)$ et les paraboles correspondantes dans les quatre cas envisagés. On remarquera que, pour $Z = 15.10^{-4}$ °K, les maximums des paraboles (91 mW) sont égaux

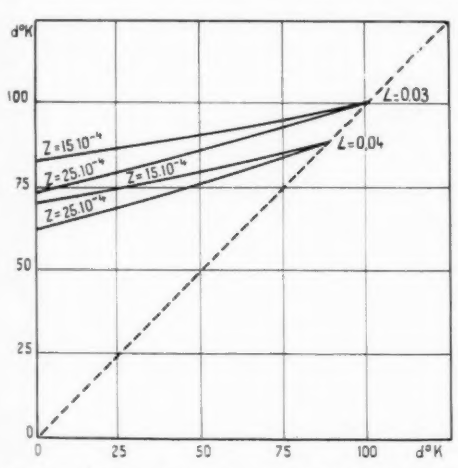


Fig. 27. — Écart utile θ en fonction de la température τ. $\varepsilon_c = 0,95$; $n = 4$; $T_0 = 300°$ K; vent : 5 km/h; $q = 10$ W, fond ailetté.

pour les deux valeurs de L, tandis que, pour $Z = 25.10^{-4}$ °K^{-1}, le maximum obtenu pour la conductance L la plus faible est le plus élevé (138 contre 132 mW), ce qui correspond à un décalage vers la gauche des maximums des courbes $w(L)$ par rapport à ceux des courbes $L\theta_0^2(L)$; en effet, plus L est petite vis-à-vis des diverses conductances de déperdition thermique, plus le shunt constitué par ces dernières « étouffe » en quelque sorte la chute relative de température θ sous les actions conjuguées

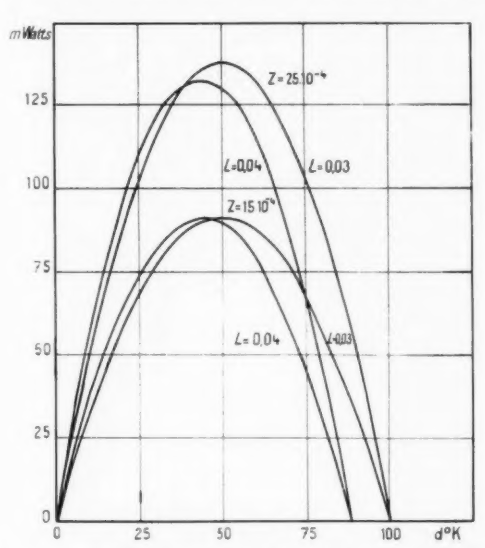


Fig. 28. — Puissance utile w en fonction de la température de charge τ. $\varepsilon_c = 0,95$; $n = 4$; $T_0 = 300°$ K; vent : 5 km/h; $q = 10$ W, fond ailetté.

des effets Peltier et Joule, et celle consécutive de puissance utile w, ce qui déplace en fait le maximum vers les conductances plus faibles. Donc, il est plus avantageux à tous égards de choisir des couples de conductance égale à 3.10^{-2} W.°K^{-1}; la puissance maximale sera atteinte pour $\tau = 50°$ K. Nous pouvons nous interroger sur la signification pratique de τ, soit 50° dans ce cas; elle correspond à une tension en fonctionnement égale à

$$v = 2e\tau = 100e.$$

par couple en service; si, par exemple, e vaut 200 μ V. °K^{-1}, la tension sera de 20 mV par couple, et s'il y a un couple unique par cellule élémentaire de 1 dm², la tension de fonctionnement à l'optimum sera de

$$20 \text{ mV} \times 100 = 2 \text{ V.m}^{-2}.$$

Mais, comme nous le verrons par la suite, il est intéressant d'étudier les performances du générateur sous des rayonnements de puissances variables, correspondant aux différentes heures du jour, et pour différentes valeurs fixes de la charge définies

par τ. Gardant $L = 3.10^{-2}$ W. °K^{-1}, nous avons, pour quatre valeurs de τ (30, 40, 50 et 65°), tracé sur les diagrammes 29 et 30 les courbes $\theta(q)$ — qui sont

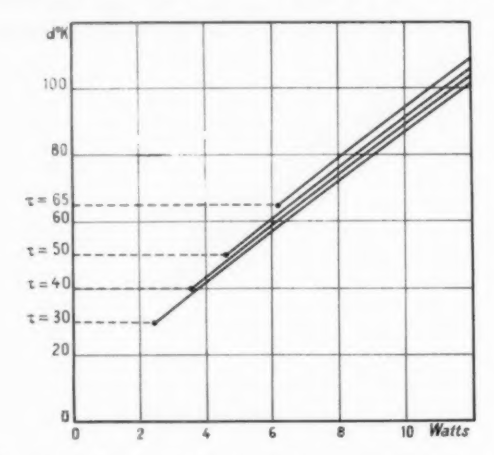


Fig. 29. — Écart utile θ en fonction du rayonnement q. $\varepsilon_c = 0{,}95$; $n = 4$; $L = 0{,}03$ W. °K^{-1}, $Z = 15.10^{-4}$ °K^{-1}; vent : 5 km/h; $T_0 = 300°$ K, fond ailetté.

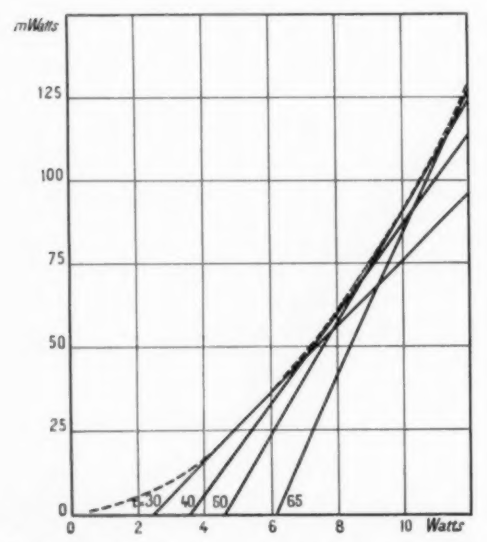


Fig. 30. — Puissance utile w en fonction du rayonnement q. $\varepsilon_c = 0{,}95$; $n = 4$; $L = 0{,}03$ W. °K^{-1}; $Z = 15.10^{-4}$ °K^{-1}; vent : 5 km/h; $T_0 = 300°$ K, fond ailetté.

très sensiblement des droites parallèles — et les courbes correspondantes $w(q)$, qui constituent un faisceau de pseudo droites enveloppant une courbe d'allure parabolique, représentant la puissance utile qu'on tirerait du générateur sur une charge constamment adaptée à l'optimum;

C'est une caractéristique des générateurs solaires thermoélectriques de fournir sur résistance de charge fixe une puissance très grossièrement parabolique, et, sous tension fixe, une puissance croissant linéairement, la variable demeurant la puissance du rayonnement incident.

3.6. **Énergie utile (cas standard).**

Ce qui importe en définitive dans un générateur solaire, c'est l'énergie qu'on peut en tirer. Au cours du jour, la puissance du rayonnement passe par un maximum lorsque le soleil est au zénith; la puissance utile suit une courbe d'allure comparable, à cela près que l'inertie thermique du générateur la déphase en arrière d'un temps généralement inférieur à une demi-heure. Tous les phénomènes ont été étudiés jusqu'ici, dans l'hypothèse de régimes permanents et,

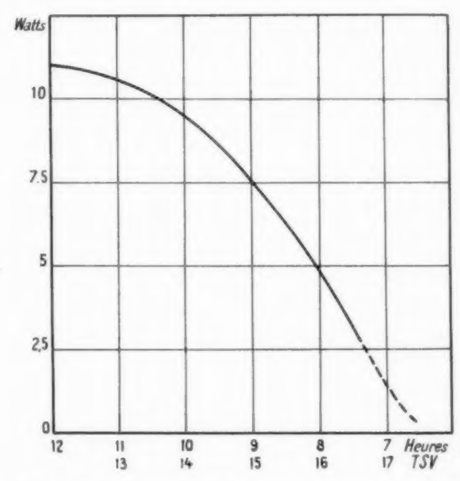


Fig. 31. — Rayonnement solaire type à l'équinoxe, latitude : 30°, inclinaison optimale sur l'horizontale.

par ce processus, on aboutira à une courbe de puissance utile journalière extrêmement voisine de la courbe vraie, au déphasage près; l'étude dynamique, compte tenu des capacités calorifiques et des diffusivités serait d'ailleurs à peu près impraticable. Aussi, continuant à tabler sur les diagrammes statiques, nous proposons-nous de déterminer par intégration de la courbe de puissance, l'énergie utile journalière que peut fournir le générateur dans le cas standard choisi et pour différentes valeurs de la température τ; les tensions v ainsi définies corres-

pondront aux différentes tensions possibles en charge d'une batterie d'accumulateurs placée en tampon; la question se pose de choisir v et donc τ pour maxi-

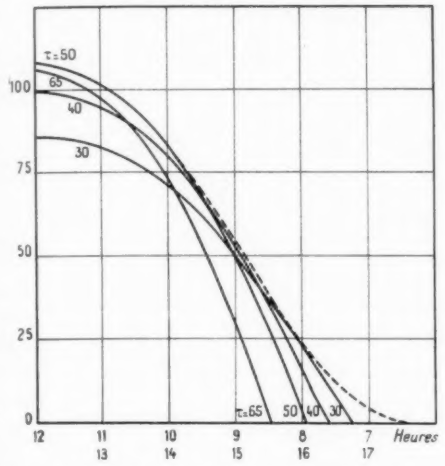


Fig. 32. — Puissance utile w en fonction de l'heure. Rayonnement solaire standard. $\varepsilon_c = 0{,}95$; $n = 4$; $L = 0{,}03$ W °K^{-1}; $Z = 15.10^{-4}$ °K^{-1}; vent : 5 km/h. $T_0 = 300°$ k, fond ailetté.

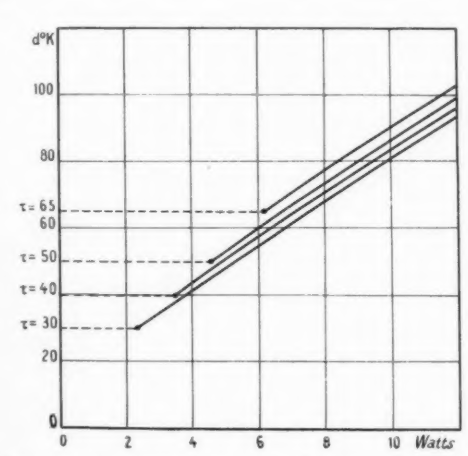


Fig. 33. — Écart utile θ en fonction du rayonnement q. $\varepsilon_c = 0{,}95$; $n = 4$; $L = 0{,}03$ W.° K^{-1}; $Z = 25.10^{-4}$ °K^{-1}; vent 5 km/h; $T_0 = 300°$ K; fond ailetté.

miser l'énergie fournie. En réalité, la tension en charge d'une batterie n'est pas fixe dans le temps et dépend encore de la nature de la batterie et de la valeur de la résistance d'utilisation dans laquelle est consommée l'énergie; il s'agit là de cas d'espèce, qu'il n'est pas possible de traiter dans le cadre de cet exposé, mais il faut bien entendu remarquer dès maintenant que l'énergie effectivement disponible aux bornes de la batterie ne saurait être qu'une fraction de celle que lui fournit le générateur. Par comparaison, on déterminera aussi l'énergie qui serait fournie dans ces conditions à la charge optimale caractérisée par la pseudo-parabole de la figure 30; cette énergie limite est naturellement un cas idéal de faible portée pratique.

La courbe d'ensoleillement de référence figure sur le diagramme 31; elle résulte de relevés à la latitude 30°, à l'équinoxe de printemps (Colomb-Béchar)

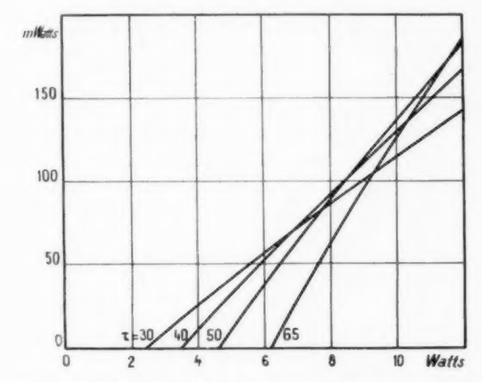


Fig. 34. — Puissance utile w en fonction du rayonnement q. $\varepsilon_c = 0{,}95$; $n = 4$; $L = 0{,}03$ W.° K^{-1}; Z 25.10^{-4} °K^{-1}; vent 5 km/h; $T_0 = 300°$ K fond ailetté.

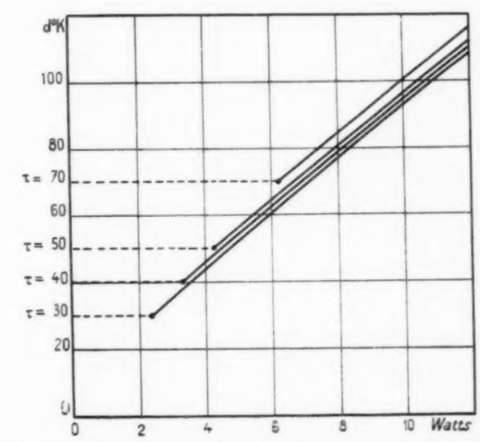


Fig. 35. — Écart utile θ en fonction du rayonnement q. $\varepsilon_c = 0{,}08$; $n = 2$; $L = 0{,}03$ W.° K^{-1}; $Z = 15.10^{-4}$ °K^{-1}; vent : 5 km/h; $T_0 = 300°$ K; fond ailetté.

seule une moitié a été tracée, l'autre étant symétrique par principe; il s'agit là d'un cas-type de ciel clair qui, avec la convention d'un vent de 5 km/h,

constitue les conditions météorologiques dites « standard ». Le diagramme 32 montre encore les variations corrélatives de la puissance utile w, et la courbe

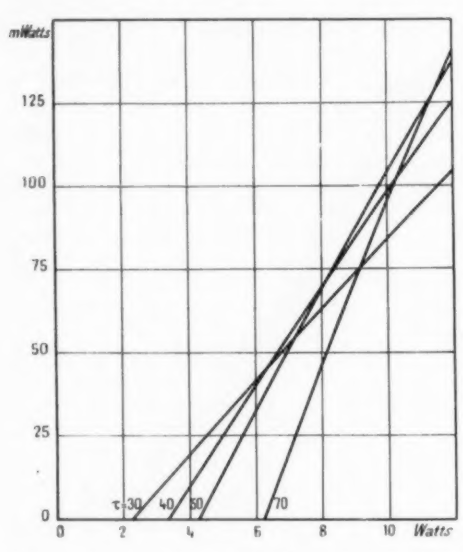


Fig. 36. — Puissance utile w en fonction du rayonnement q. $\varepsilon_c = 0{,}08$; $n = 2$; $L = 0{,}03\ \mathrm{W.}^\circ\mathrm{K}^{-1}$; $Z = 15.10^{-4}\ ^\circ\mathrm{K}^{-1}$; vent : 5 km/h; $T_0 = 300^\circ$ K, fond ailetté.

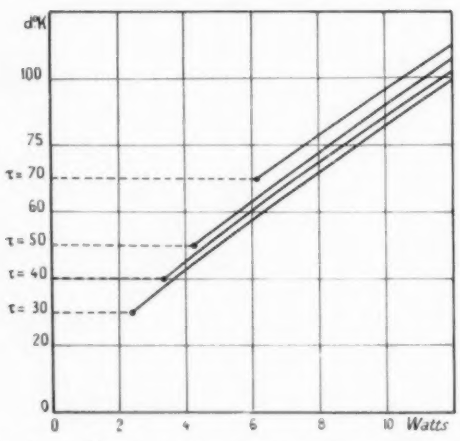


Fig. 37. — Écart utile θ en fonction du rayonnement q. $\varepsilon_c = 0{,}08$; $n = 2$; $L = 0{,}03\ \mathrm{W.}^\circ\mathrm{K}^{-1}$; $Z = 25.10^{-4}\ ^\circ\mathrm{K}^{-1}$; vent : 5 km/h; $T_0 = 300^\circ$ K, fond ailetté.

enveloppe correspondant à la charge idéale. Par intégration et duplication, on a calculé les énergies journalières $\mathcal{E}$ correspondantes, reportées sur la figure 39.

Les cas de couples possédant un facteur de qualité de $25.10^{-4}\ ^\circ\mathrm{K}^{-1}$ et des générateurs à collecteurs

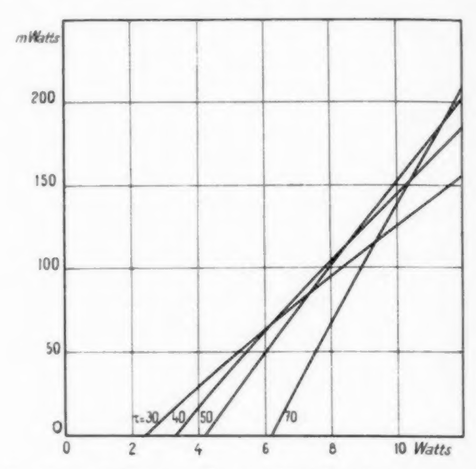


Fig. 38. — Puissance utile w en fonction du rayonnement q. $\varepsilon_c = 0{,}08$; $n = 2$; $L = 0{,}03\ \mathrm{W.}^\circ\mathrm{K}^{-1}$; $Z = 25.10^{-4}\ ^\circ\mathrm{K}^{-1}$; vent : 5 km/h; $T_0 = 300^\circ$ K, fond ailetté.

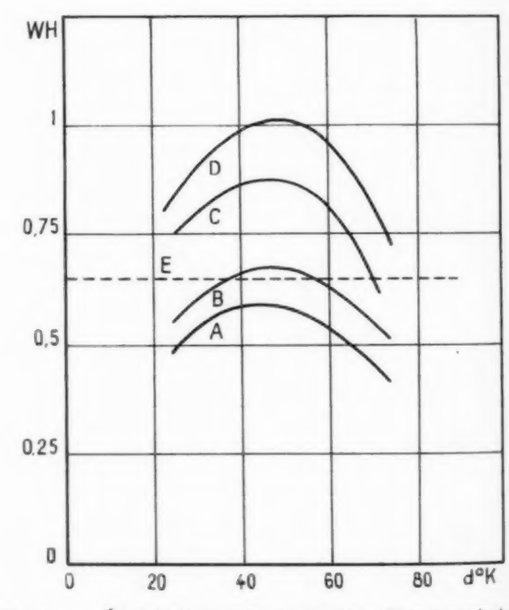


Fig. 39. — Énergie journalière en fonction de la température de charge τ.

$L = 0{,}03\ \mathrm{W.}^\circ\mathrm{K}$; vent : 5 km/h; $T_0 = 300^\circ$ K.

Courbes A : $Z = 15.10^{-4}\ ^\circ\mathrm{K}^{-1}$ $\varepsilon_c = 0{,}095$;
B : » $\varepsilon_c = 0{,}08$;
C : $Z = 25.10^{-4}\ ^\circ\mathrm{K}^{-1}$ $\varepsilon_c = 0{,}95$;
D : » $\varepsilon_c = 0{,}08$;
E : $Z = 15.10^{-4}\ ^\circ\mathrm{K}^{-1}$ $\varepsilon_c = 0{,}95$;
(charge constamment optimale).

de haute qualité ($\varepsilon_c = 0{,}08$), ont été traités de semblable façon en supposant toujours un fond ailetté. Les abaques de calculs intermédiaires sont tracés sur les figures 33 à 38 pour les différentes valeurs de la température caractéristique de charge τ.

L'ensemble des résultats, fondés sur la courbe d'ensoleillement idéal 31, est représenté sur la figure 39, qui est l'aboutissement ultime de tous les calculs; il y apparaît que la température τ donnant le maximum d'énergie utile $\mathcal{E}$ est inférieure de quelques degrés à $\frac{\theta_0}{2}$, mais le maximum est assez plat; il est à présumer que τ devrait plutôt être choisie à gauche de la valeur optimale de façon à pouvoir profiter au mieux des jours moins ensoleillés, en abaissant le seuil de rayonnement à partir duquel le générateur peut commencer de charger la batterie; un exemple précisera ce point dans la conclusion.

3.7. **Influence des facteurs climatologiques.**

Les facteurs climatologiques considérés sont, rappelons le, la température ambiante T_0 et la vitesse du vent. Jusqu'à présent, nous nous en sommes tenus aux conditions dites standard : $T_0 = 300^\circ$ K et un vent de 5 km/h; elles sont loin d'avoir une valeur universelle au regard des observations relevées sous le climat saharien, où les générateurs sont censés être installés. En effet, si la température de 27° C (300° K) est courante en hiver ou au printemps, elle l'est moins au milieu des après-midi d'été, où l'on peut noter de 55° à 60° C (soit autour de 330° K); quant au vent, on fait état d'une vitesse moyenne voisine de 10 km/h à Colomb-Béchar et Tamanrasset, et qui peut atteindre 16 km/h à Aoulef, à mi-chemin entre les deux stations. En songeant que les échanges par rayonnement croissent comme le cube de la température absolue — ils sont multipliés par 1,3 quand on passe de 300° K à 330° K — on peut juger de l'incidence des variations de T_0 sur les déperditions de la face avant, dont le rôle est déterminant. L'influence du vent n'apparaît pas clairement au premier abord; il refroidit la vitre supérieure et le fond, et l'on ne peut évaluer sans calcul laquelle de ces deux actions l'emporte sur l'écart utile θ. On se propose donc, dans les lignes qui suivent, d'étudier les facteurs température et vent en relation avec les performances des générateurs solaires.

3.7.1. Le facteur température ambiante. — Si, gardant la valeur de conductance $L = 0{,}03$ W°K^{-1}, on prend l'exemple d'un appareil à collecteurs hautement sélectifs ($\varepsilon_c = 0{,}08$), on trouve dans les conditions standard $\theta_0 = 108^\circ$ K et $(\theta_A)_0 = 12^\circ$ K; l'application des formules approchées du paragraphe 3.3.6 établit que si T_0 passe de 300° à 301° K, T_c ne s'accroît que de 0,67° alors que T_A s'accroît de 0,97°; θ_c est réduite de 0°,3, et $L\theta_0^2$ de 0,55%. Dans le cas des collecteurs noircis, on trouve dans les conditions standard $\theta_0 = 101^\circ$ K et $(\theta_A)_0 = 15^\circ$ K; un calcul analogue au précédent établit que pour un accroissement de 1° de T_0, T_c en accuse un de 0°,47, tandis que θ_c est réduite de 0°,5 et $L\theta_0^2$ de 1 %. Nous avons ainsi l'ordre de grandeur de la perte de puissance utile lorsque T_0 s'accroît : 0,5 %/°K pour les collecteurs sélectifs et 1 %/°K pour les collecteurs noircis. Cette chute considérable des performances justifie l'établissement d'un nouvel abaque de déperdition globale de la face avant dans les deux cas retenus et une nouvelle évaluation précise des performances.

Les deux courbes de déperdition pour un vent de 5 km/h et une température ambiante de 330° K ont été figurées en tireté sur les abaques 3 et 9. Les courbes $\theta(q)$ et $w(q)$ pour un facteur de qualité de 15.10^{-4} °K^{-1} et les valeurs déjà utilisées de la température de charge ont été tracées sur les figures 40, 41, 42 et 43. Les courbes de puissance w

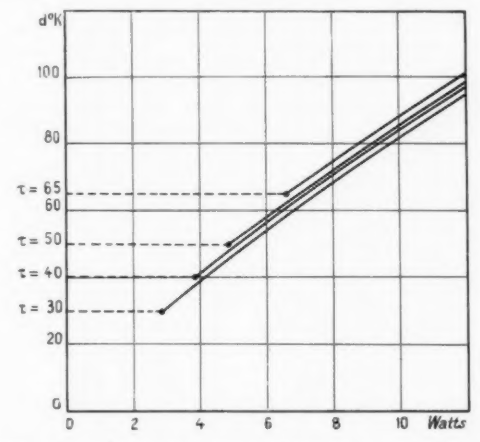


Fig. 40. — Écart utile θ en fonction du rayonnement q.
$\varepsilon_c = 0{,}95$; $n = 4$; $L = 0{,}03$ W.°K^{-1}; $Z = 15.10^{-4}$ °K^{-1}; vent : 5 km/h; $T_0 = 330^\circ$ K, fond ailetté.

sont à rapprocher des courbes 30 et 36 qui leur correspondent dans les conditions standard; le seuil de rayonnement q_s à partir duquel le générateur commence à travailler est décalé vers la droite de 0,3 à 0,5 W pour les collecteurs noirs, et de

0,2 à 0,3 W pour les collecteurs sélectifs; pour ces derniers, la puissance maximale sous le rayonnement standard de 10 W passe de 104 à 95 mW, soit une perte de 8,5 %, tandis que, pour les collecteurs

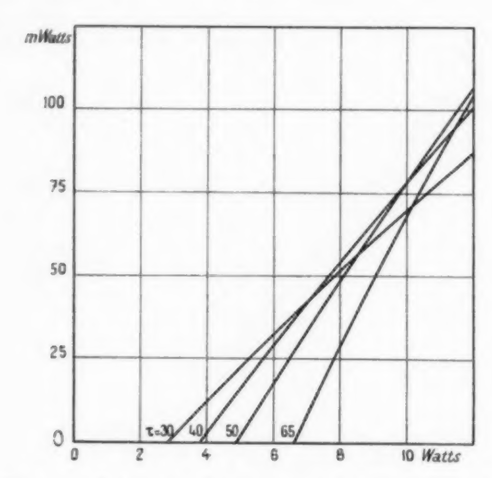


Fig. 41. — Puissance utile w en fonction du rayonnement q. $\varepsilon_c = 0{,}95$; $n = 4$; $L = 0{,}03\ \mathrm{W}.\ {}^{\circ}\mathrm{K}^{-1}$; $Z = 15.10^{-4}\ {}^{\circ}\mathrm{K}^{-1}$; vent : 5 km/h; $T_0 = 330^{\circ}$ K, fond ailetté.

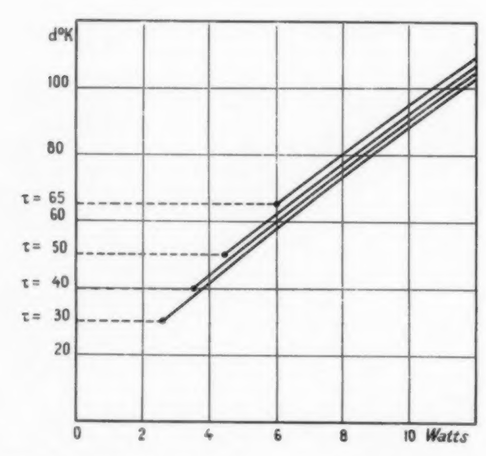


Fig. 42. — Écart utile θ en fonction du rayonnement q. $\varepsilon_c = 0{,}08$; $n = 2$; $L = 0{,}03\ \mathrm{W}.{}^{\circ}\mathrm{K}^{-1}$; $Z = 15.10^{-4}\ {}^{\circ}\mathrm{K}^{-1}$; vent : 5 km/h; $T_0 = 330^{\circ}$ K, fond ailetté.

noircis, elle passe de 91 à 78 mW, soit une perte de 14 %, ces bilans tout en étant nettement moins pessimistes que ceux de notre première approximation, mettent néanmoins en évidence l'influence très détériorante de l'élévation de la température ambiante T_0, influence réduite d'ailleurs dans le cas des collecteurs hautement sélectifs.

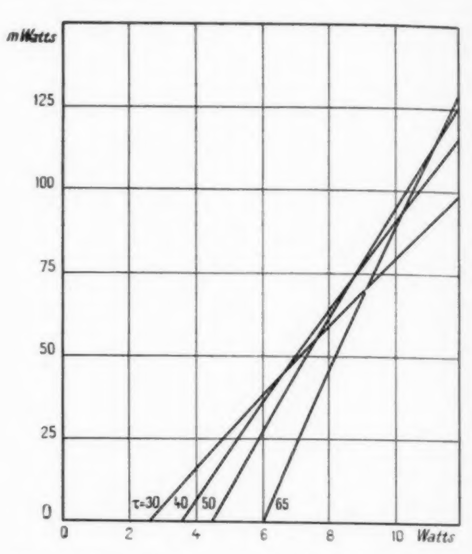


Fig. 43. — Puissance utile w en fonction du rayonnement q. $\varepsilon_c = 0{,}08$; $n = 2$; $L = 0{,}03\ \mathrm{W}.{}^{\circ}\ \mathrm{K}^{-1}$; $Z = 15.10^{-4}\ {}^{\circ}\mathrm{K}^{-1}$; vent : 5 km/h; $T_0 = 330^{\circ}$ K, fond ailetté.

3.7.2. Le facteur vent. — Les abaques de déperdition ayant déjà été tracés pour trois vitesses de vent, il est immédiatement possible de réitérer les calculs précédents pour $T_0 = 300^{\circ}$ K.

On ne publie pas les courbes $\theta(q)$ et $w(q)$ correspondantes; la compensation des effets du vent sur les faces avant et arrière est telle que les différentes courbes sont superposables à moins de 2 % près; on peut donc déclarer négligeable l'influence du vent, au moins lorsque la conductance des couples L et le nombre des séparateurs n ont été optimisés. Il n'en demeure pas moins que l'évacuation de la chaleur par le fond ailetté échappe à un calcul très précis, et que l'orientation du vent par rapport aux ailettes — parallèles à un plan nord-sud — ne saurait être indifférente; en tout état de cause, on conclura qu'on peut faire abstraction du vent — pourvu qu'il soit suffisant pour que les échanges aient lieu en convection forcée — dans l'évaluation des performances d'un générateur solaire bien dimensionné.

3.8. Mise en œuvre des principes.

Les évaluations de performances qui ont été présentées, fondées sur des valeurs numériques de paramètres aussi justifiées que possible, sont à consi-

dérer bien sûr, comme des asymptotes correspondant à des réalisations idéales. On veut maintenant examiner sommairement les principaux points différentiant les appareils pratiques des appareils idéaux, ce qui pourrait, si l'on voulait, amener à définir un rendement propre de la réalisation pratique, ou rapport de la puissance utile effective à la puissance calculée dans des conditions bien définies.

3.8.1. LA FACE AVANT. — La vitre supérieure est exposée aux agents atmosphériques (poussière, vent de sable) qui peuvent ternir sa surface, provoquant une absorption et une diffusion de la lumière incidente.

N'étant pas monobloc, elle comporte des joints opaques (en caoutchouc ou en plastique) qui peuvent arrêter une partie de la lumière solaire (1 à 2 %).

Les espaces interséparateurs sont le siège de courants de convection ayant pour corollaire, lorsque le plan de référence est incliné, un gradient de température parasite Sud-Nord, qui peut être contrarié par des séparateurs perpendiculaires Est-Ouest, de conductance négligeable. De fait, on observe presque toujours un écart utile θ plus grand dans la partie haute (Nord) que dans la partie basse (Sud) : environ 20 % de différence en l'absence des séparateurs perpendiculaires, pour une inclinaison de 45°.

Les pertes latérales peuvent être quasi supprimées par un calfeutrage à la laine de verre, qui peut assurer sous certaines conditions un coefficient de déperdition latérale beaucoup plus petit que celui correspondant au gradient thermique normal. Si, par exemple, on considère un parallélépipède d'air situé à un bord entre collecteurs et dernier séparateur, large et haut de 3 cm (distance interséparateurs) et long de 33 cm sa section de déperdition est de 1 dm² selon le plan de référence et selon le bord; supposons encore qu'il s'agisse d'un collecteur noirci ($\varepsilon_c = 0{,}95$, $n = 4$) dans les conditions standard; la déperdition normale, pour un écart $T_c - T_0$, de 100° K est de 2,5 W; la déperdition latérale à travers un matelas de 10 cm d'épaisseur de laine de verre est de 0,36 W et ne représente que 14 % de la première. Pour les « tranches » d'air comprises entre les séparateurs situés plus près de la vitre supérieure, le coefficient de déperdition normale est naturellement plus fort, ce qui diminue l'importance relative des effets de bords.

Enfin, les collecteurs constituent en général une mosaïque d'éléments distincts laissant un certain espacement entre eux; l'aire libre peut représenter environ 5 % de l'aire utile, avec un coefficient de captation assez mal défini et une émissivité de l'ordre de 1 ; pour des collecteurs noircis, cela équivaut pratiquement à majorer de 5 % le bilan de la déperdition avant; pour des collecteurs hautement sélectifs ($\varepsilon_c = 0{,}08$) cela équivaut pratiquement à majorer de 5 % les pertes par convection et à donner à l'émissivité la valeur apparente $0{,}08 + 0{,}05 = 0{,}13$; on voit donc que les avantages relatifs, déjà chiffrés, des collecteurs hautement sélectifs seraient illusoires dans un mode de réalisation très imparfait.

3.8.2. LES COLLECTEURS. — On peut concevoir l'existence d'un gradient thermique dans l'épaisseur même de la couche absorbante, ce qui est surtout à redouter dans le cas des peintures noires mates : une perte de 2° K sur un écart de 100° K équivaut à une perte de puissance de l'ordre de 4 %; d'ailleurs ce gradient parasite est pris en considération dans les mesures actinométriques.

D'autre part, le collecteur a été supposé isotherme, mais son rôle concentrateur de flux calorifique va de pair avec un gradient dans son plan. Soit, par exemple une plaque conductrice circulaire de rayon r, caractérisée par une conductivité thermique spécifique et une épaisseur dont le produit, exprimé en watts par °K, est χ;

La différence entre le flux de rayonnement reçu et le flux de déperdition est φ, exprimé en watts par centimètre carré; le couple draînant le flux résultant est fixé au centre. Une couronne de collecteur de rayon x perd sur sa tranche interne $2\pi\chi x \frac{dT}{dx}$, elle reçoit sur ses faces $2\pi x \varphi\, dx$ et, sur sa tranche externe,

$$2\pi\chi(x + dx)\left(\frac{dT}{dx} + \frac{d^2T}{dx^2}dx\right);$$

le bilan est, en régime permanent (seul considéré) :

$$\varphi x\, dx + \chi\left(dT + x\frac{d^2T}{dx^2}dx\right) = 0$$

ou encore

$$\chi\frac{d^2T}{dx^2} + \frac{\chi}{x}\frac{dT}{dx} + \varphi = 0.$$

On résout cette équation en deux étapes en la mettant d'abord sous la forme

$$\chi\frac{d}{dx}\left(\frac{dT}{dx}\right) + \frac{\chi}{x}\frac{dT}{dx} + \varphi = 0,$$

ce qui donne

$$\frac{dT}{dx} = \frac{M}{x} - \frac{\varphi x}{2\chi};$$

puis

$$T = N + M \operatorname{Log} x - \frac{\varphi x^2}{4\chi}.$$

On prendra comme conditions aux limites, lorsque $x = r$,

$$\frac{dT}{dx} = 0 \qquad \text{et} \qquad T = T_c;$$

d'où

$$M = \frac{\varphi r^2}{2\chi} \qquad \text{et} \qquad N = T_c + \frac{\varphi r^2}{2\chi}(1 - 2 \operatorname{Log} r).$$

Finalement,

$$T_x - T_c = \frac{\varphi r^2}{4\chi}\left[1 - \left(\frac{x}{r}\right)^2 + 2 \operatorname{Log} \frac{x}{r}\right].$$

Le « puits de température » au centre du collecteur apparaît ainsi comme le produit du flux de chaleur drainé φ par un facteur $\frac{r^2}{4\chi}$ uniquement fonction du rayon du collecteur et de son paramètre conductimétrique χ, et par un facteur

$$\Delta = 1 - \left(\frac{x}{r}\right)^2 + 2 \operatorname{Log} \frac{x}{r},$$

ne dépendant que du rayon relatif du cercle où on le considère, soit le rayon de section du couple r_0. On voit encore que si l'on veut accroître les dimensions du collecteur, ou, pour fixer les idées, doubler son rayon r, en conservant une même répartition des températures, Δ restera constant, r^2 quadruplera et l'on devra quadrupler aussi l'épaisseur.

L'abaque 44 permet le calcul dans tous les cas, en représentant les variations de Δ avec $\frac{r_0}{r}$, qui sont

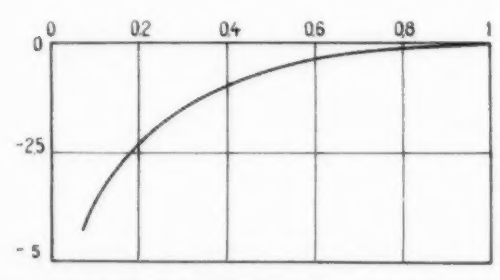


Fig. 44. — Calcul du « puits de température » au centre d'un collecteur circulaire. Facteur correctif Δ en fonction du rapport $\frac{x}{r}$.

aussi une image du puits; si l'on choisit par exemple une plaque de cuivre de 5 cm de rayon et 0,5 mm d'épaisseur ($\chi = 0{,}19$) soudée sur un couple de 5 mm de rayon, $\frac{r_0}{r}$ vaut 0,1 et, pour un flux de 3 W/dm², le puits est de — 3°,6, ce qui représente un peu plus de 3 % de l'écart utile θ_0; si le collecteur était en aluminium de mêmes dimensions, χ vaudrait 0,115 et le puits descendrait à — 6°. Il est bien clair que les chiffres, en toute rigueur seraient différents pour le collecteur carré circonscrit, où les lignes isothermes ne seraient plus circulaires, mais l'approximation est tout de même révélatrice.

Le puits détériore les performances en ce sens que la puissance utile dépend de la température T_{r_0}, alors que la déperdition avant est fonction d'une certaine température fictive moyenne, comprise entre T_{r_0} et T_c, et supérieure à T_{r_0}. Au voisinage de la conductance L optimale, le produit $L\theta_0^2$ est quasi constant, ce qui signifie que, si l'on accroît L de dL,

$$d\theta_0 = -\frac{\theta_0}{2}\frac{dL}{L};$$

le flux

$$\varphi = \frac{L\theta_0}{\pi r^2}$$

s'accroît de

$$d\varphi = \frac{\theta_0 \, dL}{2\pi r^2} = \frac{\varphi}{2}\frac{dL}{L}.$$

Le facteur correctif de puits Δ s'accroît de

$$d\Delta = \left(1 - \frac{x^2}{r^2}\right)\frac{dL}{L} \neq \frac{dL}{L}.$$

Si bien que la variation du puits est donnée par

$$\frac{d(T_{r_0} - T_c)}{T_{r_0} - T_c} = \frac{d\varphi}{\varphi} + \frac{d\Delta}{\Delta} = \frac{dL}{2L} - \frac{dL}{3{,}5L} \neq 0{,}2\frac{dL}{L}.$$

Ainsi, quand L s'accroît, le puits s'approfondit, puisque

$$\frac{d(T_{r_0} - T_c)}{T_{r_0} - T_c} > 0;$$

et n'y a-t-il pas, de ce chef, intérêt à décaler L vers les valeurs supérieures.

3.8.3. L'isolant poreux. — Comme il y a déjà été fait allusion, les calculs conduits sur la déperdition à travers l'isolant poreux ne sont valables que si la conductivité est homogène en tous points de l'espace collecteurs-fond; cette homogénéité, allant de pair avec celle du garnissage, est d'autant plus critique et difficile à obtenir qu'on est au voisinage du couple dans les régions à fort gradient thermique. Le facteur de forme F n'est pas une constante, mais il varie pratiquement peu au voisinage de la conductance L correspondant à l'optimum énergétique;

aussi, les courbes établies ne risquent-elles une déformation que dans des zones d'intérêt mineur, ce qui n'infirme pas nos calculs.

3.8.4. Les pieds de couples. — Le facteur Z à considérer n'est malheureusement pas le facteur intrinsèque du couple, soit $\frac{4e^2}{RL}$: à la résistance R des barreaux il faut ajouter celles des jonctions et des connexions intercouples, en l'occurence les pieds; la conductance L est réduite au prorata des conductances des pieds et de leurs contacts thermiques sur le fond, qui sont placés en série avec elle; enfin, si L est réduite, le gradient de température effectif θ l'est aussi, ce qui abaisse en fait le pouvoir thermo-électrique apparent. En résumé, si R est multipliée par $1 + \alpha$ et L par $1 - \beta$, Z est multiplié par

$$\frac{1 - 2\beta}{(1 + \alpha)(1 - \beta)} \simeq 1 - \alpha - \beta.$$

Par exemple, si chaque couple, de 12 mm de longueur totale, est soudé à un pied en aluminium de 20 cm de longueur développée et de section égale à la sienne, ce qui correspond à une hauteur de pieds de 5 cm et à un écartement intercouples de 10 cm,

$$\alpha = \frac{2,8.10^{-6}\ \mu\Omega.\text{cm}}{\rho} \times \frac{20}{1,2} = \frac{47.10^{-6}}{\rho}.$$

Si $\rho = 1000\ \mu\Omega.\text{cm}$,

$$\alpha = 4,7\ \%.$$

Si l'on table maintenant sur 6 cm de hauteur de pied pour représenter la résistance thermique apparente du pied et de son contact sur le fond.

$$\beta = \frac{\lambda}{2\ \text{W.cm}^{-1}.{}^\circ\text{K}^{-1}} \times \frac{6}{1,2} = 2,5\lambda.$$

Si

$$\lambda = 13.10^{-3}\ \text{W.cm}^{-1}.{}^\circ\text{K}^{-1}, \qquad \beta = 3,3\ \%.$$

Dans cet exemple, le facteur Z est réduit de $4,7 + 3,3 = 8\ \%$, compte non tenu, dans l'évaluation de α des résistances des jonctions.

3.8.5. Le fond ailetté. — L'hétérogénéité de température du fond va de pair avec celle de la face avant; elle peut atteindre son maximum en cas de vent nul, par régime de seule convection naturelle, poussant l'air chaud à monter du Sud au Nord en se réchauffant le long des ailettes; en cas de convection forcée — le seul retenu dans nos calculs — le gradient parasite Sud-Nord peut être réduit par le cloisonnage de la face avant, qui améliore l'homogénéité du flux thermique à évacuer.

3.8.6. Le circuit extérieur. — Enfin, il est un point sur lequel on n'insistera pas, car à la limite du sujet traité, c'est le circuit électrique extérieur, dont la résistance doit être négligeable vis-à-vis de la résistance interne du générateur; mais, à côté de cette condition quasi évidente, il y a lieu de considérer un élément indispensable à la charge d'une batterie, c'est la soupape (diode ou relais à contre-courant) à insérer dans le circuit pour prévenir la décharge de la batterie dans le générateur pendant tout le temps où le rayonnement n'atteint pas le seuil q_s. Dans le cas d'une diode moderne, il faut tabler sur une chute de tension de l'ordre du volt, qui représente une perte de puissance de 4 % avec une batterie de 24 V.

Les évaluations forcément sommaires auxquelles on vient de procéder (on ne veut pas entrer dans la technique) permettent de se faire une idée des écueils rencontrés pour obtenir un rendement de réalisation satisfaisant, c'est-à-dire proche de l'unité. Si les détériorations nées des gradients thermiques parasites échappent pratiquement au calcul, on peut cependant chiffrer entre 15 et 20 % la perte de puissance résultant de la baisse du facteur Z apparent et du carré de l'écart utile θ, sans tenir compte de la perte dans le circuit extérieur. Quand à l'énergie utilisable en dernier ressort aux bornes de la batterie, elle peut ne représenter que 80 à 90 % de l'énergie fournie à cette dernière par le générateur.

4. CONCLUSION.

Au cours de cet exposé, on a tenté d'analyser aussi soigneusement que possible le fonctionnement des générateurs solaires plans, sans concentration optique du rayonnement; un certain nombre d'abaques ont été dressés, qui permettent de chiffrer les différents paramètres entrant en jeu; les bases des calculs ont été autant que possible étayées sur des données expérimentales issues des Laboratoires C.S.F. ou de la littérature. Le but était double; optimiser les paramètres d'un générateur solaire et déterminer ses possibilités énergétiques. On a ainsi été amené à opérer un parallèle entre les appareils à collecteurs noircis sous quatre séparateurs et ceux à collecteurs hautement sélectifs sous deux séparateurs; l'avantage des seconds est appréciable, surtout aux températures élevées des régions sahariennes; toutefois, cet avantage n'est qu'un leurre avec une réalisation imparfaite, aussi les contingences de la pratique industrielle invitent à exprimer les plus vives réserves sur l'utilisation de ces collecteurs coûteux et délicats.

En ce qui concerne l'énergie utilisable, elle dépend nécessairement de l'énergie solaire, de ses caprices journaliers et saisonniers; on peut cependant tabler, pour un rayonnement de 1 kW au mètre carré, sur une puissance comprise, selon la température ambiante, entre 8 et 9 W pour un facteur de qualité des couples égal à $15.10^{-4}\,°K^{-1}$, et entre 12 et 13,5 W pour un facteur de qualité égal à $25.10^{-4}\,°K^{-1}$, valeurs dont on peut être amené à défalquer jusqu'à 20 %, selon les contingences de la réalisation.

A titre indicatif, on a chiffré autour de 60 ou de 85 W.h, selon le *Z*, les énergies journalières fournies par un appareil idéal, par un jour exceptionnel, sous le ciel saharien. A côté de ces résultats optimistes, et toujours en faisant abstraction du rendement propre de la réalisation pratique, on va donner le moyen d'évaluer l'énergie que pourrait fournir un générateur déterminé chargeant une batterie de tension donnée, connaissant la courbe d'ensoleillement. Comme, dans ce cas, la puissance utile est sensiblement fonction linéaire de la puissance reçue, soit :

$$w = \mathcal{R}(q - q_s), \qquad q \geq q_s;$$

$\mathcal{R}$ étant un facteur déductible d'abaques tel que celui de la figure 30, il s'ensuit que l'énergie utile de chaque jour est proportionnelle à l'aire $\mathcal{A}$ de la courbe d'ensoleillement, intégrée au-dessus du seuil de charge q_s correspondant à la tension relative de la batterie vis-à-vis de celle du générateur (*cf. fig.* 45).

$$\mathcal{E} = \mathcal{R}\mathcal{A}.$$

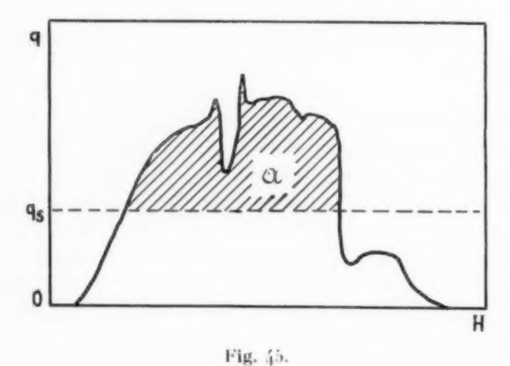


Fig. 45.

On a établi un optimum pour la tension de batterie dans le cas d'une courbe d'ensoleillement idéale type, mais on peut supposer que cet optimum est déplacé vers les seuils q_s plus bas avec des courbes d'ensoleillement moins parfaites; à titre d'application, un exemple sera traité dans les lignes qui suivent.

Les services de la Météorologie Nationale publient les valeurs des énergies solaires reçues chaque jour, par tranches d'une heure, sur une surface horizontale, telles qu'elles résultent d'enregistrements dans diverses stations. Dans le cas présent, il importerait de connaître ces valeurs, mais pour une surface réceptrice inclinée tout comme le serait un générateur; or, on peut les rétablir avec une certaine approximation, connaissant la latitude du lieu, la date, et l'inclinaison du générateur. Un appareil disposé de façon idéale offrirait sa surface normalement aux rayons solaires à midi T.S.V. chaque jour, mais cela supposerait un ajustage constant de l'inclinaison, alors que l'intérêt de ces générateurs est leur abandon durant de longues périodes sans surveillance. La figure 46

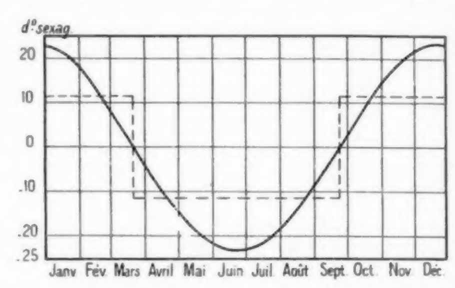


Fig. 46. — Inclinaison optimale d'un G. S. Variations annuelles de $\omega - \Lambda = -h$; en tireté l'inclinaison pratique conseillée.

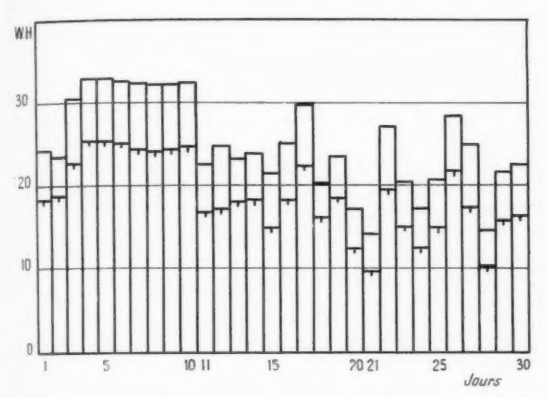
montre, d'après les données astronomiques, la variation de l'inclinaison théorique ω au cours de l'année. Si Λ est la latitude et *h*, la hauteur du soleil (*cf. fig.* 47).

$$\omega = \Lambda - h.$$

Fig. 47. — Inclinaison d'un générateur solaire sur l'horizontale.

L'amplitude de variation de ω est égale à celle de *h*, soit $\pm 23° 27'$; mais on peut convenir de donner à l'appareil simplement deux inclinaisons distinctes

au cours de l'année : $\Lambda + 11^\circ 43'$ de l'équinoxe d'automne à l'équinoxe de printemps, et $\Lambda - 11^\circ 43'$ de l'équinoxe de printemps à l'équinoxe d'automne; dans ces conditions, l'inclinaison ne s'écarte jamais de plus de $11^\circ 43'$, en valeur absolue par rapport à



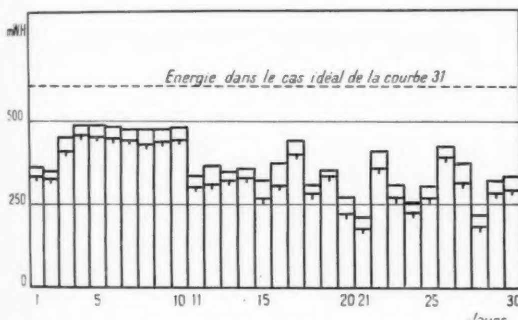


Fig. 48. — Diagramme énergétique pour Tamanrasset en septembre 1960.

En haut, les énergies solaires journalières par dm² :
— au dessus du seuil 4,1 W;
┬ » » 5,0 W;

En bas, les énergies utiles $\mathcal{E}$ journalières, sur la base de l'abaque 30 :
— pour un seuil de 4,1 W;
┬ » » 5,0 W.

l'optimum, et la perte maximale relative sur q est égale à

$$1 - \cos 11^\circ 43' \simeq 2\,\%;$$

ayant pour corollaire une perte de puissance de 4 %. Ainsi, si q_H est le rayonnement reçu sur une surface horizontale, indiqué par les tables de l'O.N.M., le rayonnement réel q est :

$$q = \frac{q_H}{\cos(\Lambda - h)}.$$

En été, du 21 mars au 21 septembre, l'angle des rayons solaires à midi T.S.V. avec le plan du générateur est

$$90^\circ + 11^\circ 43' - h = 101^\circ 43' - h;$$

en hiver, il est de

$$90^\circ - 11^\circ 43' + h = 78^\circ 17' + h.$$

Une même formule donne, en été comme en hiver, le rayonnement reçu par le générateur q_e :

$$q_e = q_H \frac{\cos\left(11^\circ 43' \begin{cases} -h \text{ (été)} \\ +h \text{ (hiver)} \end{cases}\right)}{\cos(\Lambda - h)}.$$

A titre d'exemple, on a traité les relevés actinométriques de Tamanrasset (5° 30′ de latitude nord) pour le mois de septembre 1960, sur le diagramme 48. Dans la partie supérieure, figurant les aires $\mathcal{Q}$ comptées respectivement au-dessus des seuils 5 et 4,1 W.dm^{-2}; ces seuils, sur l'abaque 30, relatifs à des collecteurs noircis avec un Z de couples de 15.10^{-4} °K^{-1} et par une ambiante de 300° K, correspondent pour τ aux valeurs respectives suivantes : 54 et 45° K; les facteurs $\mathcal{R}$ pour ces températures sont de 18 et 15 mW.W^{-1}. Les énergies utiles $\mathcal{E}$ figurent dans la partie inférieure du diagramme, très nettement au-dessous du niveau 600 mW.h relatif au maximum de la courbe A de la figure 39; l'écart, considérable, montre éloquement combien les conditions moyennes de la pratique diffèrent du cas idéal choisi et quelle perte d'énergie utile en résulte. Pour le seuil le meilleur — le plus bas — la moyenne journalière dans la période du 1er au 10 septembre est de 456 mW.h, dans la période du 11 au 20, de 374 mW.h, et dans la période du 21 au 30, de 315 mW.h; la moyenne sur le mois est de 375 mW.h, soit encore environ 37 W.h/m². Ainsi, sur les relevés de ce mois d'été, et sans avoir fait intervenir les différents facteurs de détérioration examinés au paragraphe 3.8, on aboutit à une énergie utile égale seulement à 62 % du maximum calculé dans le cas idéal. Un calcul plus précis devrait tenir compte des relevés thermométriques, et utiliser, connaissant la température moyenne du jour, un abaque correspondant.

On espère avoir pu donner ainsi, étayée par des exemples, une méthode d'évaluation pratique des performances des générateurs solaires, et montrer à cette occasion ce qu'il était permis d'en attendre, compte tenu des caprices météorologiques; ces exemples invitent à dimensionner très largement un générateur et la capacité de sa batterie d'accumu-

lateurs pour obtenir en permanence une puissance constante donnée de l'installation.

Les études qui ont servi de bases aux calculs ont été conduites au Département Métallurgie du Centre de Recherches Physico-chimiques de Puteaux, avec l'aide du Bureau d'Investissements en Afrique et du Service Technique des Télécommunications de l'Air, que nous tenons à remercier ici; nos remerciements s'adressent également à M. N. Thien-Chi, Chef du Département, et à MM. P. Aigrain et J. Mosnier, qui nous ont assisté de leurs conseils. Nous ne devons pas oublier M. Guennoc, du Département Semi-Conducteurs, qui a procédé aux mesures de transmission en infrarouge des séparateurs.

BIBLIOGRAPHIE.

H. William et Mc Adams, *Transmission de la chaleur*, 1942.

M. Telkes, *Rendement des générateurs thermoélectriques* (*J. Appl. Phys.* vol. 18, déc. 1947, p. 1116).

L. Geiling, *Le thermocouple transformateur d'énergie* (*Bull Schweiz Electrotechn. Ver*, vol. 41, n° 14, 1950, p. 536).

L. Geiling, *La pile thermoélectrique transformatrice d'énergie solaire* (*Rev. gén. Electr.*, déc. 1953, p. 575).

H. J. Goldsmid, *Utilisation des semi-conducteurs dans les générateurs thermoélectriques* (*J. Res.* nov. 1955, p. 172).

H. Tabor, *Dispositif collecteur d'énergie solaire* (*Bull of the Research Council of Israël*, vol. 5 C, n° 1, déc. 1955, p. 5).

H. Tabor, *Le rayonnement sélectif. Une nouvelle tentative de domestication de l'énergie solaire* (*Bull. of the Research Council of Israël*, vol. 5 A, n° 2, janvier 1956, p. 119).

A. F. Ioffé, *Générateurs thermoélectriques* (*Doklady Akad Nauk Ser. Fiz*, 1956).

A. F. Ioffé, *Thermoéléments à semi-conducteurs et réfrigération thermoélectrique* (*Infosearch* Ltd, 1957).

H. Tabor, *Programme de recherche sur l'énergie solaire au nouvel institut de recherche à Beersheba* (Conf. à l'Institut, oct. 1957).

G. Réménieras, *Étude de l'utilisation de l'énergie solaire pour la production d'énergie électrique*. Édit. R.G.E., Paris, 1958.

F. E. Edlin, *Matériaux nouveaux pour l'utilisation de l'énergie solaire* (*Coll. Int. sur les appl. de l'Energie Solaire*, Montlouis, juin 1958).

A. V. Baum, *Perspectives pour les applications de l'énergie solaire*, et *quelques résultats de recherches en U.R.S.S.* (*Coll. Inter. sur les Appl. de l'Énergie solaire*, Montlouis, juin 1958).

A. V. Baum, *Le rayonnement solaire. Expérimentation, possibilités et perspectives d'exploitation* (*Coll. Inter. sur les Appl. de l'Énergie Solaire*, Montlouis, juin 1958).

T. A. Unger, *Les propriétés d'une surface noire sélective* (*oxyde de cuivre et aluminium*) *comme absorbeur d'énergie solaire*. (*Thèse du* M.I.T., mai 1958).

M. Jakob, *La transmission de la chaleur*, J. Wiley and Sons., 1958.

E. Vassy, *Le rayonnement solaire* (*Acta Electronica*. vol. 3, n° 2, avril 1959, p. 83.

H. Masson, *La conversion de l'énergie solaire* (*Acta Electronica*, vol. 3, n° 2, avril 1959, p. 103).

R. P. Maillet, *Aspects économiques de l'utilisation de l'énergie solaire* (*Acta Electronica*, vol. 3, n° 2, avril 1959, p. 167).

N. Thien-Chi, J. Vergnolle et B. Donnadille, *Conversion d'énergie par effet Seebeck et réfrigération par effet Peltier* (*Ann. Radioélectr.* t. XIV, n° 58, octobre 1959, p. 275).

P. H. Egli, *La thermoélectricité*, J. Wiley and Sons, 1960.

I. B. Cadoff et E. Miller, *Matériaux et dispositifs thermoélectriques*, R. P. C. 1960.

A. A. Sorensen, *Considérations sur les applications de la thermoélectricité* (*Electro. Engineering*, décembre 1960, p. 963).

N. Thien-Chi et J. Vergnolle, *Les thermopiles et leurs applications*. *Ing. Techniciens*, n° 133, juin 1960, p. 13).

N. Thien-Chi et J. Vergnolle, *Les thermoéléments à semi-conducteurs et leurs applications* (*Onde Elec.*, n° 399, juin 1960).

La thermoélectricité (*Elec. Design News*, janvier 1961.

SUR LA CONVERSION DIRECTE DE CHALEUR EN ÉNERGIE ÉLECTRIQUE PAR LA DIODE THERMOÉLECTRONIQUE [1]

Par H. HUBER et J. BENSIMON.

Centre de Physique Électronique et Corpusculaire
de la Compagnie générale de télégraphie Sans Fil.

Sommaire. — *Depuis quelques années, de nombreux efforts sont accomplis pour exploiter des effets physiques permettant de créer de nouvelles sources d'énergie électrique. Parmi ceux-ci, l'effet thermoélectrique, bien qu'il soit exploité dans la plupart des tubes électroniques, depuis la découverte d'Edison, a récemment suscité un nouvel intérêt en vue de la conversion directe chaleur-électricité.*

A part quelques conceptions très particulières, on peut actuellement distinguer deux catégories principales de convertisseurs thermoélectroniques :

— la diode à vide,
— la diode à remplissage de césium.

Le comportement de la première catégorie de convertisseur peut être décrit en toute rigueur, par contre l'étude de la deuxième catégorie présente encore quelques difficultés relatives au comportement du plasma de césium.

On se propose avec le présent exposé de fournir à la fois un document de travail et d'attirer l'intérêt sur ce sujet. On se limitera, après un chapitre d'introduction incluant des généralités sur la distribution du potentiel entre électrodes, à donner un aperçu des principaux aspects de la conversion thermoélectronique chaleur-électricité dans les chapitres 2 et 3, ces deux chapitres se terminant par l'évaluation de la puissance de conversion. Quant au rendement de conversion, on le traitera séparément au chapitre 4, car il existe beaucoup de points communs aux deux catégories de convertisseur dans ce domaine. Les résultats expérimentaux obtenus ou prévus pour ces deux catégories seront résumés dans le chapitre 5. On terminera cet exposé en essayant de dégager quelques conclusions, chapitre 6, au sujet des problèmes restant à traiter, des applications possibles et des performances futures. (C. D. U. : 621.385.2 : 537.533.)

Summary. — *Since the last few years much work has been done on the application of physical effects to the creation of new sources of electrical energy. Among these the thermo-electronic effect, although used in most electron tubes, since Edison's discovery, has recently raised fresh interest with a view to the direct conversion of heat into electricity.*

Apart from a few very special cases, two main classes of thermo-electronic converters can now be recognised :

— the vacuum diode;
— the caesium-filled diode.

The behaviour of the first type of converter can be described quite rigorously, but the investigation of the second one still raises difficulties in respect of the behaviour of the caesium plasma. In this article it is proposed to set down a working document, as well as to call attention to this subject. After an introductory chapter which includes some general points on the distribution of the inter-electrode potential, a sketch will be given in chapters 2 and 3 of the main aspects of the thermo-electronic conversion of heat into electricity, these two chapters ending in the evaluation of the power of conversion. As regards conversion efficiency, this will be treated separately in chapter 4, for many points are common to both classes of converter in this field. The experimental results obtained or expected for these two categories are summarised in chapter 5. The article concludes with an attempt to extract a few conclusions, in chapter 6, regarding the problems which remain to be dealt with, possible applications and future performance. (U. D. C. : 621.385.2 : 537.533.)

---

[1] Manuscrit reçu le 15 mai 1961.

INHALTSANGABE. — *Seit einigen Jahren zielen zahlreiche Bemühungen in den Forschungsanstalten darauf hin, physikalische Effekte auszuwerten, mit denen man neue Energiequellen schaffen kann. Unter diesen Effekten hat der thermo-elektronische Effekt, obwohl er schon seit der Erfindung Edisons in fast allen elektronischen Röhren ausgewertet wird, in neuerer Zeit ein besonderes Interesse erweckt, und zwar für die direkte Umwandlung von Wärme in elektrischen Strom.*

Ausser einigen ganz speziellen Auslegungen kann man die thermoelektronischen Wandler in zwei Hauptklassen einteilen :

— *die Vakuumdiode;*
— *die Diode mit Cäsiumdampffüllung.*

Das Verhalten der Wandler der ersten Klasse kann streng beschrieben werden, während die Untersuchung der Wandler der zweiten Klasse gewisse Schwierigkeiten betreffs des Verhaltens des Cäsiumplasmas bietet.

Dieser Aufsatz hat den Zweck, zugleich als Arbeitsdokument zu dienen und das Interesse der Forscher auf diesen Vorgang zu lenken. Nach einem einleitenden Kapitel, welches allgemeine Angaben über die Potentialverteilung zwischen den Elektroden liefert, beschränkt man sich in den Kapiteln 2 und 3 darauf, eine Uebersicht über die wichtigsten Standpunkte der thermoelektronischen Umwandlung in Strom zu geben, wobei am Ende dieser Kapitel die Nutzleistung betrachiet wird. Der Wirkungsgrad dieser Umwandlung wird getrennt im 4. Kapitel behandelt, denn auf diesem Gebiet weisen die beiden Klassen von Wandlern viele gemeinsame Punkte auf.

Die Versuchsergebnisse, die bereits erhalten wurden oder die man erwartet, sind im Kapitel 5 zusammengefasst.

Schliesslich wird als Abschluss im Kapitel 6 die Zusammenfassung der Probleme gebracht, die noch nicht behandelt worden sind, sowie die künftigen Anwendungen und Leistungen.

(D. K. : 621.385.2 : 537.533.)

1. INTRODUCTION ET GÉNÉRALITÉS.

1.1. Sources d'énergie et leurs modes de conversion.

Les grandes sources d'énergie électrique peuvent se diviser en deux groupes :

— Sources fixes : barrages, centrales thermiques et nucléaires;

— Sources le plus souvent mobiles : moteurs Diesel.

L'énergie primaire dans ces convertisseurs est, soit l'énergie potentielle d'une masse d'eau, soit l'énergie calorique de réactions chimiques ou nucléaires. Dans tous les cas, la conversion de l'énergie primaire en énergie électrique se fait par l'intermédiaire de l'énergie mécanique : c'est-à-dire qu'on utilise d'abord des turbines ou des machines thermodynamiques, et ensuite des machines génératrices de courant électrique. Ces deux sortes de machines présentent en général des masses mobiles importantes.

Avec l'avènement de l'astronautique, la production d'électricité par des systèmes à masses fixes et relativement faibles est devenu un des problèmes primordiaux. Il existe déjà des dispositifs générateurs directs d'électricité possédant cet avantage; ces nouveaux types de générateur sont basés le plus souvent sur les effets photovoltaïque, thermoélectrique et thermoélectronique. Malheureusement le rendement pratique de conversion de ces dispositifs [1] est encore relativement faible par rapport à celui des systèmes classiques, ce qui présente un certain inconvénient pour les applications utilisant une source d'énergie terrestre. Cependant, dans certaines applications spéciales telles que les convertisseurs d'énergie solaire, le rendement ne joue pas obligatoirement le rôle primordial.

Le schéma synoptique de la figure 1 donne un aperçu des liens existant entre les différentes énergies et l'énergie électrique.

---

[1] Afin de donner une idée, on juxtapose ci-dessous des valeurs de rendements qui semblent être significatifs pour les différentes machines ou dispositifs de conversion,

Systèmes classiques de conversion.		Dispositifs de conversion directe.	
Machines à eau....	60 à 94 %	Cellule photovoltaïque..........	10 %
» à vapeur.	17 %	Pile thermoélectrique..........	7
Turbines à vapeur.	40	Diode thermoélectronique.......	15
Moteur à explosion.	25		
» Diesel......	35		
Génératrice d'électricité...........	95		

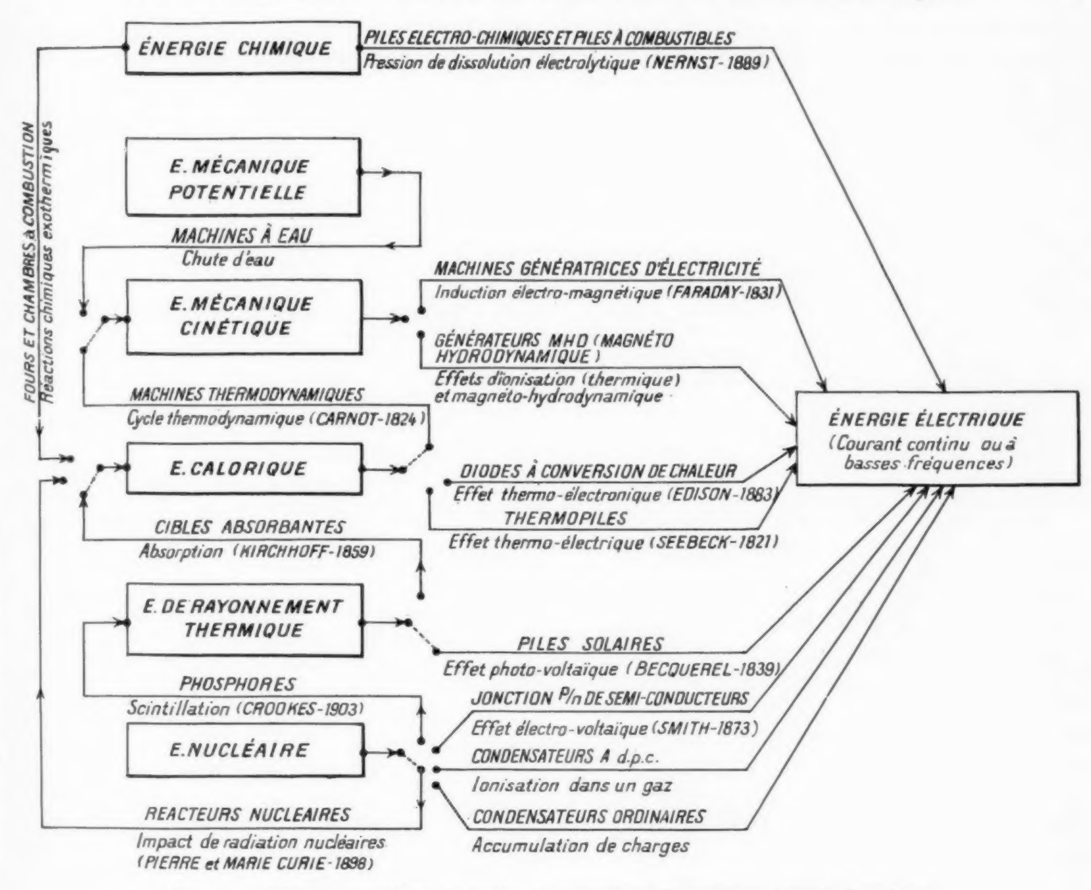


Fig. 1. — Schéma synoptique de modes de conversion d'énergie en énergie électrique.

1.2. **Bref historique de la diode convertisseuse.**

L'idée de la diode convertisseuse thermoélectronique est aussi ancienne que la découverte de l'effet thermoélectronique lui-même; toutefois, les études antérieures n'avaient pas été orientées vers l'exploitation technique de cet effet. Le premier pas vers un examen approfondi semble dû à Schlichter [1] en 1915. D'après Morgulis et Naumovets [2], les premières réalisations expérimentales en U. R. S. S. remontent à 1949. En France, Champeix [3] indiqua le premier en 1951 les moyens de mise en œuvre. Les premières analyses détaillées électronique et thermodynamique ont été faites par Hatsopoulos [4] en 1956 et Moss [5] en 1957, suivi d'une remarque de Feaster [6] en 1958, ces derniers auteurs étudiant la diode convertisseuse par la solution rigoureuse de l'équation de Poisson. Citons les travaux préliminaires fondamentaux de Nottingham [7]. Depuis, la littérature permet d'enregistrer un effort considérable dans le monde, en particulier aux États-Unis, pour examiner les possibilités de ce mode de conversion. Les travaux étant actuellement en pleine évolution, il est impossible d'avoir une image complète de la situation et l'on se limitera en donnant un aperçu des aspects physiques et techniques de la conversion chaleur-électricité par une diode.

1.3. **La diode convertisseuse et ses analogies.**

On peut définir le convertisseur thermoélectronique (*fig.* 2 *a*) comme une machine thermodynamique fonctionnant entre une source et un puits de chaleur de températures respectives T_1 et T_2, le fluide travaillant étant le gaz électronique. Ce gaz électronique s'évapore à la surface d'une électrode chaude (émetteur ou « cathode »), cède une partie de la chaleur reçue à une électrode froide (collecteur

ou « anode »), et fournit un travail dans une charge électrique de résistance R reliant les deux électrodes. Étant donné qu'on utilise l'effet de transfert d'électrons, cette machine thermodynamique est de plus une machine électronique, qu'on peut comparer

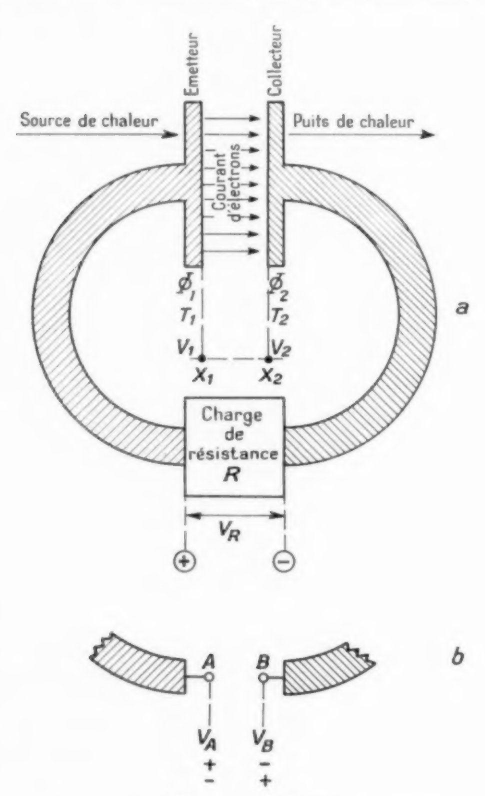


Fig. 2. — Schéma d'une diode convertisseuse chaleur-électricité.

au convertisseur thermoélectrique. Mais il y a une différence fondamentale entre ces deux machines thermodynamiques. Dans le convertisseur thermoélectrique les électrons ne s'évaporent pas, mais restent confinés à l'intérieur de conducteurs solides, ne subissant pas ainsi de changement de phase. Sous cet angle de vue, le convertisseur thermoélectronique est analogue à la machine à vapeur, et le convertisseur thermoélectrique à la machine à gaz chaud.

Il est évident, qu'en vertu du principe de Carnot (²) le rendement ne peut jamais dépasser la valeur

$$\beta_c = \frac{T_1 - T_2}{T_1}. \tag{1}$$

(²) Pour une analyse plus détaillée, *voir* chapitre 4.

1.4. Réduction ou compensation de la charge d'espace électronique.

Malgré ses analogies avec la machine à vapeur et le convertisseur thermoélectrique, le convertisseur thermoélectronique s'en distingue fondamentalement par le fait qu'il travaille avec des électrons traversant un espace vide entre l'émetteur et le collecteur. Il s'ensuit qu'on doit prévoir des moyens pour réduire et même annuler la charge d'espace des électrons dans cet espace, sinon le flux d'électrons sera faible ou nul. De tels problèmes n'existent évidemment pas si le fluide travaillant est neutre (machines thermodynamiques classiques) ou si la charge des électrons est équilibrée par la charge des ions du réseau cristallin du conducteur d'électrons (convertisseur thermoélectrique).

Après avoir ainsi posé le problème, on peut entrevoir immédiatement trois possibilités pour réduire ou compenser la charge spatiale négative des électrons :

1° Rapprocher les électrodes à un écartement tel que la charge des ions positifs fixes du réseau cristallin des électrodes conductrices se fasse sentir sur la charge des électrons dans le vide;

2° Introduire dans l'espace inter-électrodes des ions positifs mobiles produits par une source étrangère aux électrons constituant le fluide travaillant;

3° Augmenter la vitesse des électrons entre les électrodes en utilisant le principe du magnétron sous des conditions de régime sur-critique.

La figure 3 montre un système d'électrodes correspondant à cette troisième possibilité, système utilisant une électrode accélératrice à haute tension

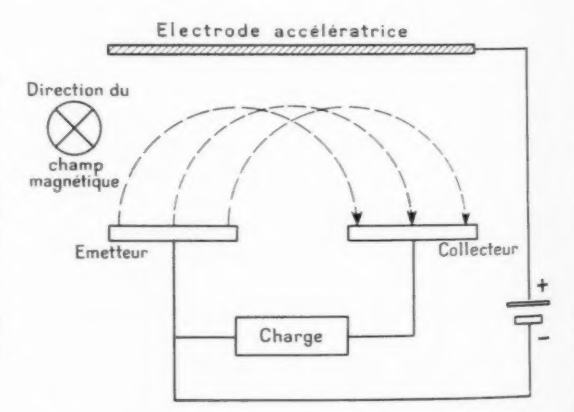


Fig. 3. — Schéma d'un convertisseur thermoélectronique système magnétron (indiqué par Hernquist, Kanefsky et Norman [8]).

et un champ magnétique perpendiculaire au plan du dessin [8]. La source à haute tension ne consomme pas d'énergie, toutefois, pour des densités de courant élevées, l'utilisation de champ électrique et magnétique devient problématique.

En pratique, seules les deux premières possibilités ont trouvé leur application et ont donné naissance, d'une part à des diodes dites « à vide » ou « à faible écartement » ou encore « sèches », et d'autre part à des diodes dites « à remplissage gazeux » ou « humides » dont la plus intéressante est la diode à césium. On retiendra cette distinction dans le présent exposé.

1.5. Les éléments de la diode convertisseuse.

D'après ce qui précède, on peut classer ainsi les éléments de la diode convertisseuse :

a. Éléments essentiels :

— l'émetteur ou la cathode (électrode positive);
— le collecteur ou l'anode (électrode négative);
— l'espace inter-électrodes.

b. Éléments accessoires :

— la source de chaleur;
— le puits de chaleur;
— le circuit électrique;
— les isolants et l'enveloppe.

Les différents éléments sont fonction de la conception géométrique de la diode. On exposera ici le mécanisme de conversion en considérant le convertisseur comme une diode à électrodes planes parallèles.

1.6. La distribution de l'énergie potentielle d'un électron le long du circuit.

Avant de faire la mise en équation, il convient de schématiser (*fig.* 4 et 5) différents cas de distribution de l'énergie potentielle dans le circuit d'une diode, pas nécessairement convertisseuse ([3]). Dans la figure 4 les distributions sont classées suivant que le champ à l'émetteur est accélérateur, retardateur ou nul. Dans chaque cas, cette distribution est comparée à celle du potentiel électrostatique qu'on obtient en absence de charges inter-électrodes.

Supposons (*fig.* 2 *b*) qu'on imprime aux bornes A de l'émetteur et B du collecteur respectivement les potentiels V_A et V_B. Suivant le cas, la différence

$$V_R = V_B - V_A \qquad (2)$$

qui est la différence de potentiel entre les niveaux de Fermi du collecteur et de l'émetteur, apparaît comme une valeur positive, négative ou nulle.

Appelons (figure 2 *a*) V_1 et V_2 les potentiels, X_1 et X_2 les abscisses des « surfaces » de l'émetteur et du collecteur respectivement. Entendons sous l'appellation « surface » un plan très près de la surface matérialisée de l'électrode, à savoir à une distance de l'ordre de 10^{-5} cm. A cette distance la force à longue portée du réseau cristallin de l'électrode, appelée « force d'image », a une valeur négligeable. On appelle « travail de sortie » ([4]) la différence entre l'énergie potentielle d'un électron à la surface, et l'énergie potentielle au niveau de Fermi, en absence d'un champ électrique. Par conséquent, on appellera « potentiels de sortie » les différences

$$\begin{cases} \Phi_1 = V_1 - V_A, \\ \Phi_2 = V_2 - V_B. \end{cases} \qquad (3)$$

a. Champ accélérateur à l'émetteur. — Le champ à l'émetteur étant accélérateur, le courant transmis de l'émetteur au collecteur est le courant de saturation, c'est-à-dire un courant qui dépend uniquement de la température et de la nature du matériau émetteur. Ce cas est montré figure 4 (1 à 3), où l'on suppose la densité de charge spatiale des électrons si faible que la distribution du potentiel électrostatique n'est guère modifiée.

b. Champ retardateur à l'émetteur. — Les figures 4 (4 à 6) montrent des cas où la densité de la charge d'espace est si grande qu'il y a formation d'un minimum de potentiel à une distance $(x_m - x_1)$ de la surface de l'émetteur. Ce point présente une différence de potentiel négative V_m par rapport au point d'abscisse X_1, une différence de potentiel négative V_Δ par rapport au point d'abscisse X_2; et il subdivise l'espace émetteur-collecteur en deux régions 1 et 2. Avec cette normalisation, on vérifie immédiatement la relation générale

$$V_R = \Phi_1 - \Phi_2 + V_m - V_\Delta, \qquad (4)$$

où $\Phi_1 - \Phi_2$ est la différence de potentiel de contact. Et en prenant la surface de l'émetteur comme plan origine ($V_1 = 0$, $X_1 = 0$), on a

$$V_R = \Phi_1 - \Phi_2 + V_2. \qquad (5)$$

([3]) *Voir* liste des symboles, p. 198.

([4]) Mentionnons que ce travail de sortie est appelé aussi « vrai travail de sortie » pour le distinguer du travail de sortie dit de Richardson qui n'est qu'un paramètre expérimental servant à caractériser le courant d'émission de saturation d'un émetteur.

Dans tout l'exposé, on conserver les conditions

$$(6) \qquad X_1 = 0, \qquad V_1 = 0.$$

Le premier exemple (*fig.* 4, 4) montre le cas le plus connu, où le collecteur est plus positif que l'émetteur et où règne une forte charge d'espace entre les électrodes.

Le deuxième exemple (*fig.* 4, 5) est le cas de la diode en court-circuit.

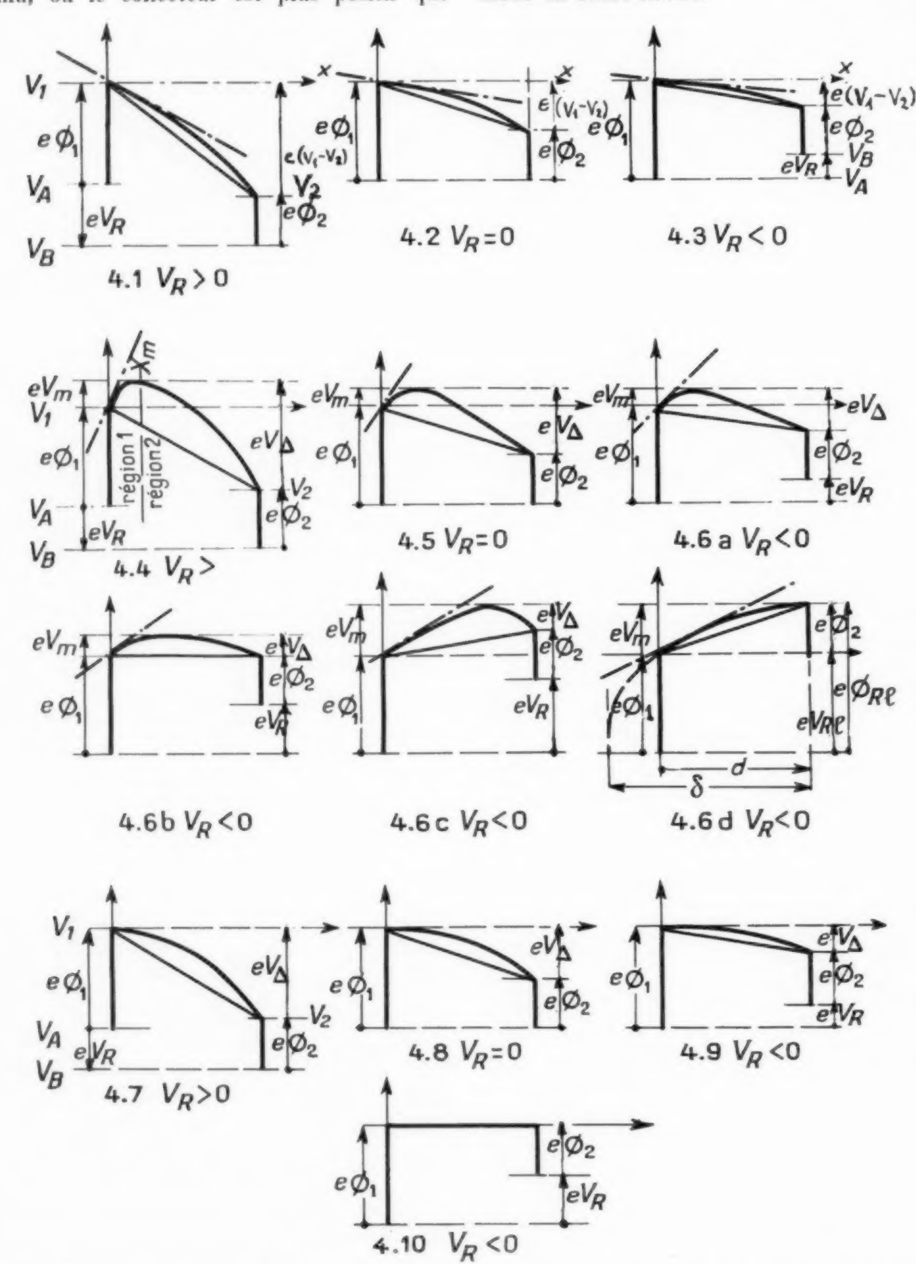


Fig. 4. — Distribution de l'énergie potentielle d'un électron dans le circuit d'une diode pour champs électriques accélérateur, retardateur et nul à l'émetteur. L'énergie potentielle croît suivant l'axe des ordonnées. Un minimum de potentiel se représente sous forme d'un maximum d'énergie potentielle.

Les exemples (*fig.* 4, 6) correspondent aux cas où le collecteur est toujours négatif par rapport à l'émetteur. On peut entrevoir d'une manière qualitative la modification de la distribution du potentiel lorsque le potentiel du collecteur diminue progressivement, tandis que la température et le travail de sortie de l'émetteur sont maintenus constant. A la limite (*fig.* 4, 6 *d*) le minimum de potentiel et le potentiel de la surface du collecteur se confondent, autrement dit : le champ électrique au collecteur devient nul.

c. Champ nul à l'émetteur. — Le champ nul (*fig.* 4, 7 à 10) englobe les cas intermédiaires des cas qu'on vient de considérer. Le courant transmis est le courant de saturation. Pour une diode donnée, il existe toujours une température déterminée pour laquelle ces cas se produisent.

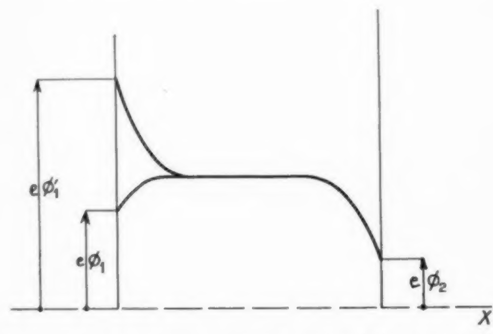


Fig. 5. — Distribution de l'énergie potentielle d'un électron dans le cas où il existe des barrières de potentiel (« gaines ») au voisinage de l'émetteur et du collecteur (d'après Auer [38]).

La figure 4, 10 représente le cas particulier d'un champ nul dans tout l'espace entre l'émetteur et le collecteur, la charge d'espace doit alors être nulle partout.

d. Cas particuliers avec injections d'ions positifs. — Dans le but d'obtenir le courant de saturation à l'émetteur, supposons (*fig.* 4, 6 *a*) qu'on injecte à la surface de l'émetteur des ions positifs avec une distribution maxwellienne des vitesses correspondant à la température de l'émetteur.

Les ions positifs sont accélérés vers le collecteur, mais seulement un certain nombre d'entre eux franchit le champ retardateur à la surface du collecteur, ceux dont l'énergie est trop faible retournent vers l'émetteur. La présence de charges positives dans l'espace inter-électrodes neutralise partiellement ou complètement la charge spatiale électronique. En première approximation, on peut dire que lors de la neutralisation partielle les cas caractérisés par les figures 4 (4, 5 et 6 *a*) le sont respectivement par les figures 4 (7 à 9). Il est évident que, le but étant d'obtenir le courant de saturation, il n'est pas intéressant d'introduire davantage d'ions positifs afin d'obtenir la neutralisation totale.

Le cas typique de la neutralisation totale est caractérisé par la figure 4, 6 *b* qui devient la figure 4, 10. Ce cas est très schématique, car il correspond à une charge d'espace identiquement nulle, et indique ainsi la formation d'un plasma dans l'espace émetteur-collecteur. Or, l'existence d'un plasma dans tout le volume inter-électrode est fort improbable, car au voisinage de la surface des électrodes, il y a rupture de la neutralité du gaz avec formation d'une barrière de potentiel appelée « gaine » [5] (*fig.* 5). Au fur et à mesure que la pression de césium augmente, ce phénomène devient de moins en moins négligeable.

Après avoir considéré ces différents cas de distribution de l'énergie potentielle, on conçoit immédiatement comme condition générale pour la diode convertisseuse :

$$V_B < 0;$$

en effet, la conversion chaleur-énergie électrique ne peut se faire que si une force électromotrice se développe entre les bornes A et B. Calculer la puissance de conversion se résume donc à calculer les valeurs respectives de V_B et du courant transporté.

2. SUR L'ÉMISSION ET LE TRANSPORT D'ÉLECTRONS DANS LA DIODE À VIDE.

2.1. Cas où seul l'émetteur émet des électrons.

2.1.1. Hypothèses simplificatrices. — *a.* Le travail de sortie de l'émetteur est homogène, la densité de courant est donc constante dans un plan parallèle aux électrodes.

b. La résistance ohmique de l'émetteur et du collecteur est négligeable.

c. On ne tient pas compte des :

— effets électron-thermiques dans les amenées de courant (Seebeck, Peltier, Thomson, Benedicks);

[5] *Voir*, par exemple, Langmuir, *The Nature of Adsorbed Films of Caesium on Tungsten.* Part I : *The Space Charge Sheath and The Image Force* (*Phys. Rev.*, t. 43, 15 février 1933); Mittleman, *Gaseous Electronics Phenomena* (*Symposium of Plasma Dynamics*, Pergamon Press, Londres, 1960).

— électrons réfléchis sur les électrodes;

— collisions entre électrons et molécules de gaz résiduel.

d. Les courants de saturation obéissent à l'équation de Richardson-Dushman :

$$I_S = A T^2 \, e^{-\frac{e\Phi}{kT}}, \tag{7}$$

où A est la constante de l'émission thermoélectronique universelle égale à 120 A cm^{-2} (°K)$^{-2}$, et e la charge de l'électron égale à $-1{,}6.10^{-19}$ Cb.

2.1.2. L'ÉQUATION DE CHARGE D'ESPACE. — On considère le cas où les électrons sont émis suivant une distribution maxwellienne des vitesses. En s'appuyant sur cette hypothèse, Schottky [9] a obtenu une solution approchée pour la valeur de la distance $(x_m - x_1)$ de l'émetteur au minimum de potentiel. Des solutions plus complètes ont été données par Epstein [10], Fry [11] et Langmuir [12].

a. Mise en équation. — Le nombre d'électrons émis de l'émetteur par unité de surface et de temps avec des vitesses normales à la surface comprises entre v_0 et $v_0 + \mathrm{d}v_0$ est

$$\mathrm{d}\nu = \nu \frac{m v_0}{k T_1} e^{-\frac{m v_0^2}{2 k T_1}} \mathrm{d}v_0. \tag{8}$$

La densité de charge ρ au point d'abscisse x où le potentiel est V s'exprime par la relation

$$\rho = e \int_{v}^{\infty} \frac{\mathrm{d}\nu}{v}, \tag{9}$$

où

$$v = \left(v_0^2 - \frac{2e}{m} V \right)^{\frac{1}{2}} \tag{10}$$

est la vitesse au point d'abscisse x d'un électron de vitesse initiale v_0.

On doit distinguer deux cas correspondant aux régions 1 et 2 (§ 1.6 *b*) :

— L'électron ayant une vitesse initiale v_0 inférieure à $\sqrt{\frac{2e}{m} V_m}$ rebrousse chemin vers l'émetteur; dans la région 1 il y a deux flux d'électrons en sens inverse;

— L'électron ayant une vitesse initiale v_0 supérieure à $\sqrt{\frac{2e}{m} V_m}$ franchit le minimum de potentiel et gagne le collecteur; dans la région 2, il y a un seul flux d'électrons.

A l'aide de l'équation (10), on prend v à la place de v_0 comme variable d'intégration, l'équation (9) de densité de charge s'écrit, en tenant compte des relations (8) et (10),

$$\rho = \frac{em}{kT_1} \nu \, e^{-\frac{eV}{kT_1}} \left[\int_0^{\infty} e^{-\frac{mv^2}{2kT_1}} \mathrm{d}v \pm \int_0^{\sqrt{\frac{2e}{m}(V_m - V)}} e^{-\frac{mv^2}{2kT_1}} \mathrm{d}v \right]. \tag{11}$$

Le signe + concerne la région 1 et le signe — la région 2.

Le résultat de l'intégration de l'équation (11) donne

$$\rho = e\nu \left(\frac{\pi m}{2kT_1} \right)^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{eV}{kT_1}} \left[1 \pm \mathrm{erf} \left\{ \left[\frac{e(V_m - V)}{kT_1} \right]^{\frac{1}{2}} \right\} \right], \tag{12}$$

où

$$\mathrm{erf}(y) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{y} e^{-x^2} \mathrm{d}x. \tag{13}$$

A l'aide de l'équation de Poisson

$$\frac{\mathrm{d}^2 V}{\mathrm{d}x^2} = -4\pi\rho, \tag{14}$$

on détermine les potentiels correspondant à la densité de charge [éq. (12)] :

$$\frac{\mathrm{d}^2 V}{\mathrm{d}x^2} = -4\pi e \left[\nu \left(\frac{\pi m}{2kT_1} \right)^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{eV}{kT_1}} \times \left\{ 1 \pm \mathrm{erf} \left[\frac{e(V_m - V)}{kT_1} \right]^{\frac{1}{2}} \right\} \right]. \tag{15}$$

b. Résolution de l'équation de charge d'espace (15). Avec le changement de variables introduisant les paramètres réduits de Langmuir [12], on porte l'origine au minimum de potentiel :

$$\eta = \frac{e}{kT_1} (V_m - V), \tag{16}$$

$$\xi = 4 \left(\frac{\pi}{2kT_1} \right)^{\frac{3}{4}} m^{\frac{1}{4}} (eI)^{\frac{1}{2}} (x - x_m), \tag{17}$$

ce qui donne pour l'équation (15)

$$\frac{\mathrm{d}^2 \eta}{\mathrm{d}\xi^2} = -\frac{1}{2} e^{\eta} (1 \pm \mathrm{erf} \sqrt{\eta}). \tag{18}$$

Après avoir posé la condition

$$\frac{\mathrm{d}V}{\mathrm{d}x} = 0 \qquad \text{quand} \quad V = V_m,$$

qui impose un minimum de potentiel entre les deux électrodes, cette équation s'intègre classiquement :

$$\left(\frac{d\eta}{d\xi}\right)^2 = e^{\eta}\left(1 \pm \operatorname{erf}\sqrt{\eta}\right) - \left(1 \pm \frac{2\sqrt{\eta}}{\sqrt{\pi}}\right). \tag{19}$$

Dans cette équation le signe positif est valable pour le région 1 et le signe négatif pour la région 2. On voit que, pour une même valeur de η, ξ peut prendre deux valeurs différentes, l'une positive, l'autre négative.

Comme cette équation ne se résoud pas analytiquement, Langmuir a établi la fonction $\eta(\xi)$ (*fig.* 6) sous forme de table par résolution numérique. Il a

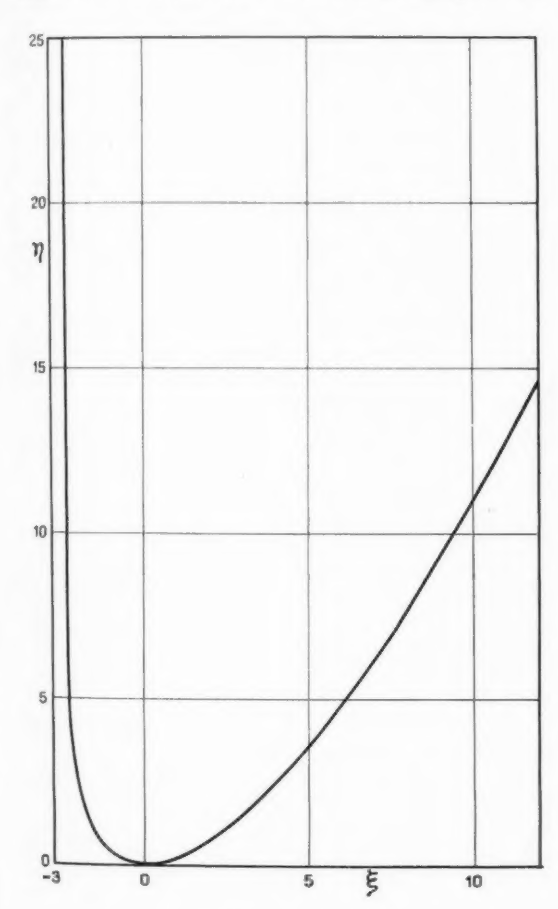


Fig. 6. — Variable réduite $\eta = \frac{e}{kT}(V_m - V)$ en fonction de la variable réduite

$$\xi = 4\left(\frac{\pi}{2kT}\right)^{\frac{3}{4}} m^{\frac{1}{4}} (eI)^{\frac{1}{2}} (x - x_m)$$

(d'après Langmuir [12]).

également mis en évidence deux séries numériques donnant ξ en fonction de η, la première valable pour les valeurs négatives de ξ et pour $\eta > 3$; la seconde pour les valeurs positives de ξ et pour $\eta > 8$ ([6]). Nottingham [7] a choisi une résolution numérique un peu différente. Tout d'abord les paramètres sans dimensions ne sont plus η et ξ, mais ψ et χ tel que

$$\left\{\begin{array}{l} \eta = \psi, \\ \xi = \chi\sqrt{2}, \end{array}\right. \tag{20}$$

ce qui introduit des nouvelles séries de valeurs numériques. Rittner [13] qui a conservé les paramètres η et ξ de Langmuir, a également établi un certain nombre de séries numériques ayant un plus grand degré de complexité et reproduisant mieux que les séries de Nottingham les tables de Langmuir.

2.1.3. L'ÉVALUATION DE x_m, V_2, V_m. — Rappelons quelques valeurs de η et ξ :

— au minimum de potentiel,

$$\xi_m = \eta_m = 0;$$

— dans la région émetteur,

$$\xi = \xi_1 \leq 0,$$

— dans la région collecteur,

$$\xi = \xi_2 \geq 0.$$

Comme I est la densité du courant arrivant réellement au collecteur, on peut l'exprimer en fonction du courant de saturation I_S de l'émetteur, et du minimum de potentiel V_m :

$$I = I_S\, e^{-\frac{e(V_m - V_1)}{kT_1}}. \tag{21}$$

Pour calculer η_1 (valeur de η à l'émetteur) on tient compte des relations (16) et (21) :

$$\eta_1 = \operatorname{Log}_e \frac{I_S}{I}. \tag{22}$$

Connaissant ainsi η_1, on trouve ξ_1 à l'aide, par exemple, des Tables de Langmuir.

([6]) Mentionnons que le premier terme de cette série, en négligeant x_m et v_m, donne la loi bien connue de Langmuir-Child :

$$I = \frac{\sqrt{2}}{9\pi}\sqrt{\frac{-e}{m}}\,\frac{V^{\frac{3}{2}}}{x^2},$$

et que l'adjonction du deuxième terme donne la relation plus précise :

$$I = \frac{\sqrt{2}}{9\pi}\sqrt{\frac{-e}{m}}\,\frac{(V - V_m)^{\frac{3}{2}}}{(x - x_m)^2}\left(1 + \frac{2{,}66}{\sqrt{\eta}}\right).$$

Ensuite de l'équation (17), on tire

$$(23)\qquad \xi_2-\xi_1=2L(x_2-x_1),$$

$$(24)\qquad \xi_2=2Ld+\xi_1,$$

où

$$(25)\qquad L=2\left(\frac{\pi}{2kT_1}\right)^{\frac{3}{4}}m^{\frac{1}{4}}(eI)^{\frac{1}{2}}$$

et

$$d=x_2-x_1.$$

Connaissant ξ_2, on déduit η_2, par exemple, à l'aide des Tables de Langmuir.

a. Calcul de x_m. — La relation (23) permet d'écrire

$$\xi_m-\xi_1=2L(x_m-x_1).$$

Comme $\xi_m=0$,

$$x_m=x_1-\frac{\xi_1}{2L}.$$

et, avec la condition (6),

$$(26)\qquad x_m=-\frac{\xi_1}{2L}.$$

b. Calcul de V_2. — La différence de potentiel entre les deux surfaces des électrodes (V_2-V_1) peut s'exprimer en fonction de $\eta_1-\eta_2$ en tenant compte de (16)

$$V_2-V_1=\frac{kT}{e}(\eta_1-\eta_2),$$

et avec la condition (6),

$$(27)\qquad V_2=\frac{kT}{e}(\eta_1-\eta_2).$$

c. Calcul de V_m. — En posant $\eta_2=\eta_m$ dans l'équation (27), on obtient

$$(28)\qquad V_m=\frac{kT}{e}\eta_1.$$

2.1.4. Considérations sur les densités de courants « infini », « maximal », « limite » et « critique ». — *a. Courant « infini », « maximal » ou « limite ».* — Le qualificatif de infini a été donné par Ferris [14], Nottingham a utilisé une autre dénomination; il appelle ce courant infini : courant maximal.

En fait, ce courant est un courant limite correspondant au cas de la figure 4, 6 *d*, où

$$x_m=d.$$

Quand la valeur de η_1 tend à devenir infinie, ξ dans la région de l'émetteur, prend une valeur limite :

$$|\xi_l|=2,5539.$$

La relation (17) liant le courant I à ξ, définit alors un courant limite I_l correspondant à cette valeur limite ξ_l de ξ :

$$\xi_l=4\left(\frac{\pi}{2kT_1}\right)^{\frac{3}{4}}m^{\frac{1}{4}}(eI_l)^{\frac{1}{2}}(-d),$$

ce qui donne

$$(29)\qquad \begin{cases} I_l=\left(\dfrac{2,5539}{9,174.10^5}\right)^2\dfrac{T^{\frac{3}{2}}}{d^2},\\[2ex] I_l=7,729.10^{-12}\dfrac{T^{\frac{3}{2}}}{d^2},\end{cases}$$

I est en A cm^{-2} pour d en cm.

En résumé, I_l est la valeur du courant quand le minimum de potentiel est au collecteur ($V_2=V_m$), l'émission de l'émetteur étant infinie.

Le calcul précédent, identique à celui de Ferris, s'appuie sur les Tables de Langmuir.

Nottingham, ayant pris d'autres variables réduites (20), déduit que

$$\chi=1,806$$

quand ψ tend vers l'infini, ce qui ne change en rien la valeur du courant limite.

b. Courant critique. — Le courant limite I_l est le courant maximal que la diode peut débiter quand $V_2=V_m$, c'est-à-dire quand la tension à la charge extérieure est (*fig.* 4, 6 *d*)

$$(30)\qquad V_{R_l}=\Phi_1-\Phi_2+V_m.$$

Si l'on pose pour une diode

$$\xi_1<\xi_l,$$

on définit le courant critique I_c

$$(31)\qquad I_c=\left(\frac{\xi_1}{9,174.10^5}\right)^2\frac{T_1^{\frac{3}{2}}}{d^2}$$

dont I_l est la limite asymptotique.

On note que le courant critique donne une limite inférieure du courant transmis

$$I_c\leq I\leq I_S.$$

En résumé, I_c est la valeur du courant quand le minimum de potentiel est au collecteur, l'émission de l'émetteur n'étant pas infinie.

Nottingham considère également un courant critique mais en pose une définition un peu différente : c'est le courant réellement observé qui serait produit par une diode dont l'émission serait infinie, le minimum de potentiel au collecteur et l'espace inter-électrodes δ supérieur à d (*fig.* 4, 6 *d*).

2.1.5. Évaluation de la puissance de conversion disponible. — La puissance dépend de cinq paramètres indépendants qui sont :

— la distance émetteur-collecteur d;

— les températures de l'émetteur et du collecteur T_1 et T_2;

— le courant de saturation I_S de l'émetteur à champ nul à l'émetteur;

— l'impédance R de la charge;

— la différence de potentiel de contact $\Phi_1 - \Phi_2$ valable pour les températures données de l'émetteur et du collecteur.

Comme quelques-uns de ces paramètres sont liés à la température, il est normal d'utiliser un paramètre réduit en rapportant par exemple les potentiels au potentiel unité $V_T = \frac{kT}{e}$, c'est-à-dire qu'on peut exprimer les variables non plus en fonction de V, mais en fonction de $\frac{V}{V_T}$.

D'autre part, comme on l'a vu [éq. (29)], I_l est lié à d et T; on pourra donc utiliser le nouveau paramètre I_l à la place des paramètres T et d, c'est-à-dire qu'on rapportera toutes les considérations sur la diode au cas où le champ est nul au collecteur (minimum de potentiel au collecteur) (*fig.* 4, 6 *d*). Ferris [14] et Crowell [15] ont été suivis dans ces idées par Nottingham [7]; ce dernier a développé à partir de ces considérations une théorie générale de la diode.

2.1.5.1. *Méthode de Nottingham* [16] *et sa critique.* — *a. Calcul de* V_{R_l} (*fig.* 4, 6 *d*). — V_{R_l} représente la valeur limite de la tension V_R aux bornes de la charge extérieure quand le minimum de potentiel est au collecteur.

Pour évaluer V_{R_l} on utilise, d'une part la relation

$$\Phi_{R_l} = V_{R_l} + \Phi_2, \tag{32}$$

et l'on calcule d'autre part,

$$\Phi_{R_l} = 2,3\, V_T(17,2 + 0,5 \log_{10} T_1 + 2 \log_{10} d). \tag{33}$$

b. Calcul de I_l. — Ce calcul a été effectué [éq. (29)].

c. Calcul du paramètre Σ. — Étant donné que V_R est inférieur à V_{R_l}, il convient de faire la différence $V_{R_l} - V_R$. On définit ensuite un paramètre réduit

$$\Sigma = \frac{V_{R_l} - V_R}{V_T}, \tag{34}$$

Σ est représenté (*fig.* 7) en fonction de $\frac{I}{I_l}$.

d. Calcul du paramètre Π. — Ce paramètre est défini par

$$\Pi = \frac{I}{I_l}\left(\frac{V_{R_l}}{V_T} - \Sigma\right). \tag{35}$$

Il est représenté également (*fig.* 7) avec $\frac{V_R}{V_T}$ comme paramètre.

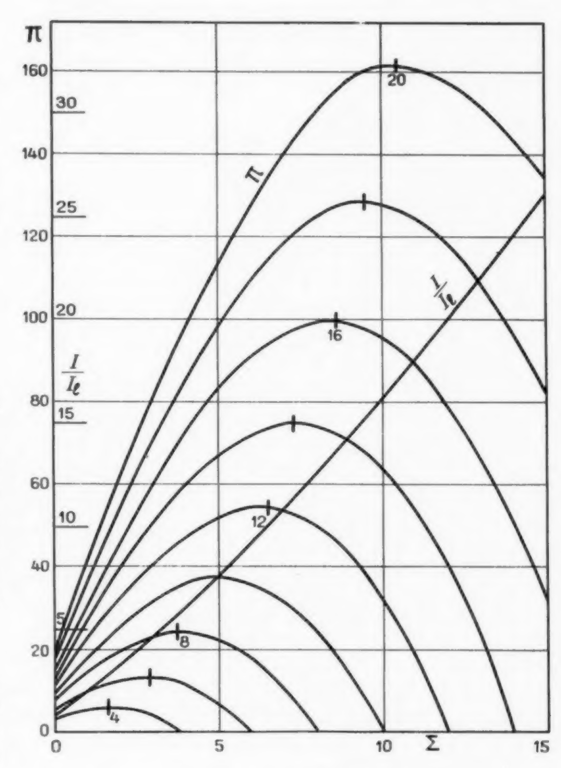


Fig. 7. — Rapport courant sur courant limite $\frac{I}{I_l}$ en fonction du paramètre

$$\Sigma = \frac{V_{R_l} - V_R}{V_T}.$$

Paramètre

$$\Pi = \frac{I}{I_l}\left(\frac{V_{R_l}}{V_T} - \Sigma\right)$$

en fonction de Σ pour neuf valeurs de $\frac{V_{R_l}}{V_T}$ (d'après Nottingham [16]).

e. Calcul de la densité de puissance. — Elle s'exprime par

$$P = IV_R$$

ou

$$P = I_l V_T \Pi. \tag{36}$$

f. Calcul de la densité de puissance maximale. — On prend les valeurs maximales de H, ce qui donne la relation

$$H_{\max} = f\left(\frac{V_{B_l}}{V_T}\right),$$

et l'on en déduit

$$P_{\max} = 3,7 \cdot 10^{-6} (-V_T)^{\frac{1}{2}} \frac{V_{B_l}^2}{d^2}. \tag{37}$$

Critique. — *a. Puissance maximale.* — Les formules (37) et (32)-(33) donnent rapidement une idée de la puissance maximale qui peut être débitée, mais ne renseignent pas sur le courant réellement obtenu ou sur la charge extérieure. Pour connaître ces deux dernières variables il faut recommencer un autre calcul ou passer par des abaques.

b. Puissance. — Tout le calcul de la puissance a pour origine des relations empiriques obtenues après avoir résolu l'équation de charge d'espace. Ces relations peuvent être cause d'imprécision.

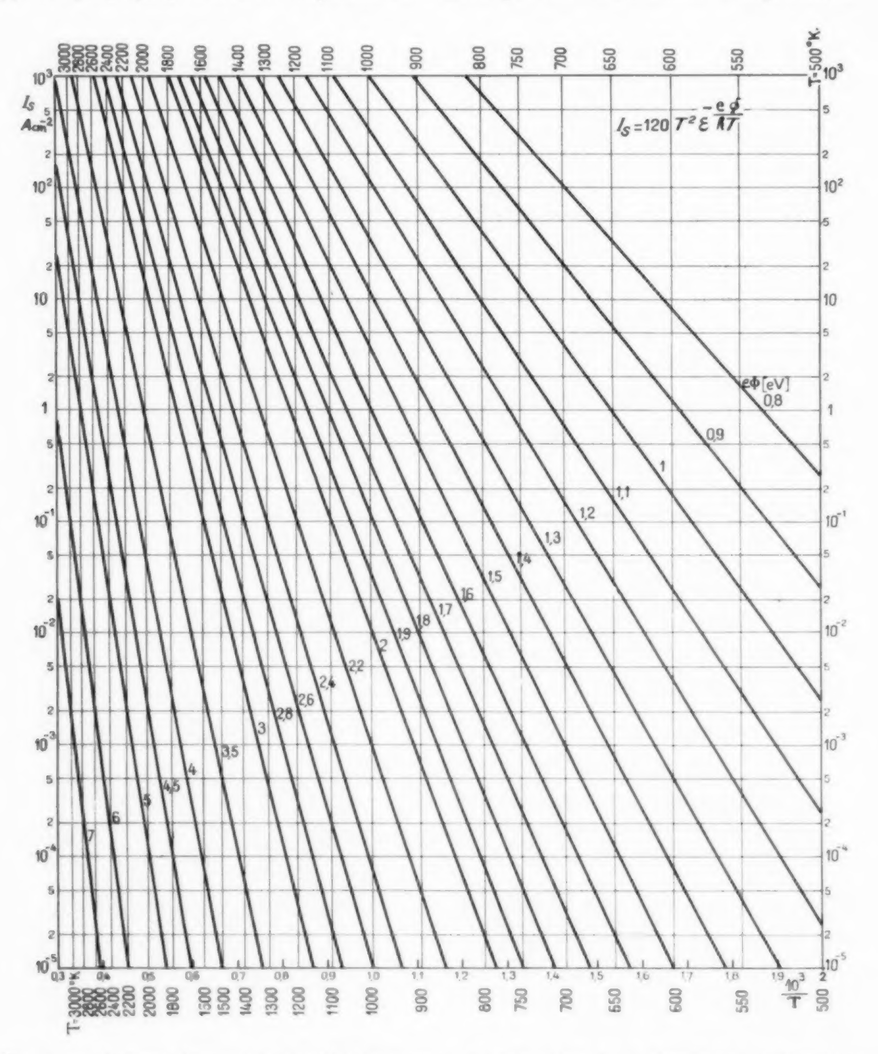


Fig. 8. — Abaque donnant la densité de courant de saturation I_S à champ nul à l'émetteur en fonction de l'inverse de la température pour différents potentiels de sortie Φ, suivant l'équation de Richardson :

$$I_S = AT^2 e^{-\frac{e\Phi}{kT}}, \qquad A = 120 \text{ A cm}^{-2} (°K)^{-2}.$$

On peut donc penser avec Rittner [13] à augmenter la précision

— en adoptant des séries plus complexes;

— en venant toujours se référer à celles-ci et en faisant, par conséquent, le moins possible de calculs paramétriques intermédiaires.

2.1.5.2. *Remarque au sujet de la méthode Webster* [17] *et sa critique.* — Webster respecte les paramètres réduits η et ξ de Langmuir. Il généralise le calcul de la puissance par différentes abaques. L'idée directrice de cette méthode de calcul de la densité de puissance est d'évaluer séparément les quantités $(\Phi_1 - \Phi_2)$ et $(V_m - V_\Delta)$.

Il existe un jeu d'abaque dont on peut se servir pour avoir une idée de la puissance. Au point de vue précision, la remarque faite pour la méthode Nottingham reste valable.

2.1.5.3. *Méthode « directe » et sa critique.* — On se propose maintenant non plus d'avoir une idée rapide de la puissance, mais plutôt un guide pouvant aider à modifier la technologie du convertisseur. Pour cela, il suffit d'avoir par exemple la puissance en fonction de l'impédance de charge : $P = f(R)$. Il est donc nécessaire de connaître la puissance débitée pour chaque valeur discrète de I.

On se fixe pour paramètres les grandeurs suivantes :

— la température de l'émetteur T_1;

— la distance émetteur-collecteur d;

— le courant de saturation de l'émetteur à champ nul I_{S_1};

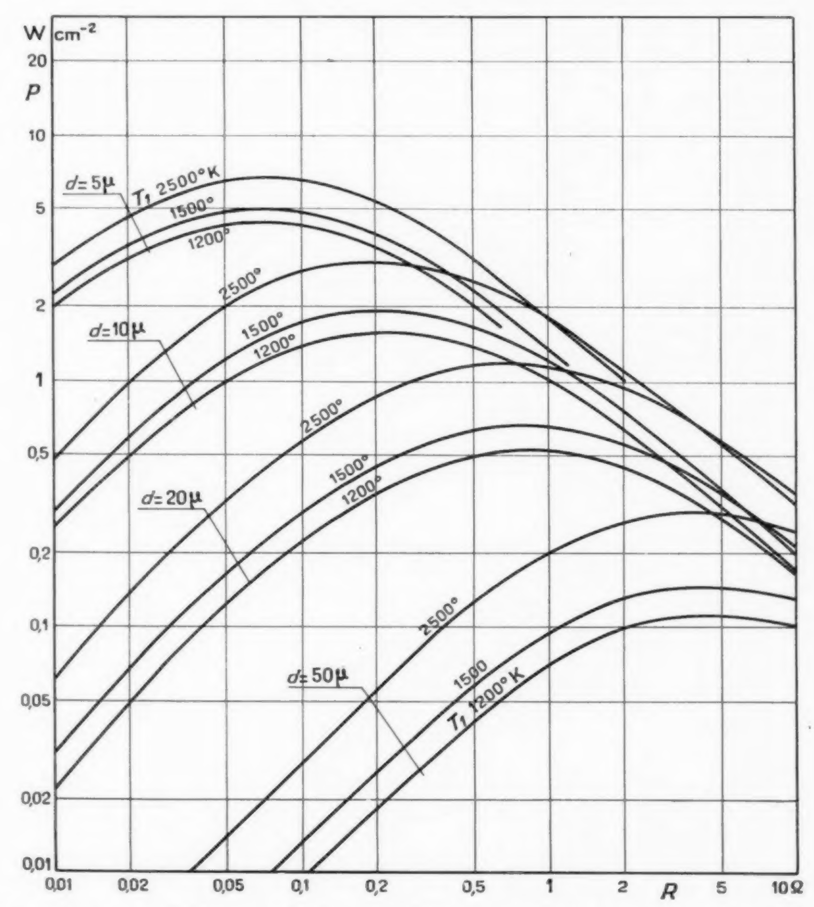


Fig. 9*a*, *b* et *c*. — Densité de puissance de conversion P, calculée par un ordinateur I. B. M., en fonction de la resistance R de la charge pour des diodes à électrodes planes-parallèles de 1 cm² de surface émissive.

a. Paramètres fixes : $I_{S_1} = 20$ A cm⁻²; $e(\Phi_1 - \Phi_2) = 0{,}8$ eV;

Paramètres variables : température T_1 de l'émetteur, écartement inter-électrodes d.

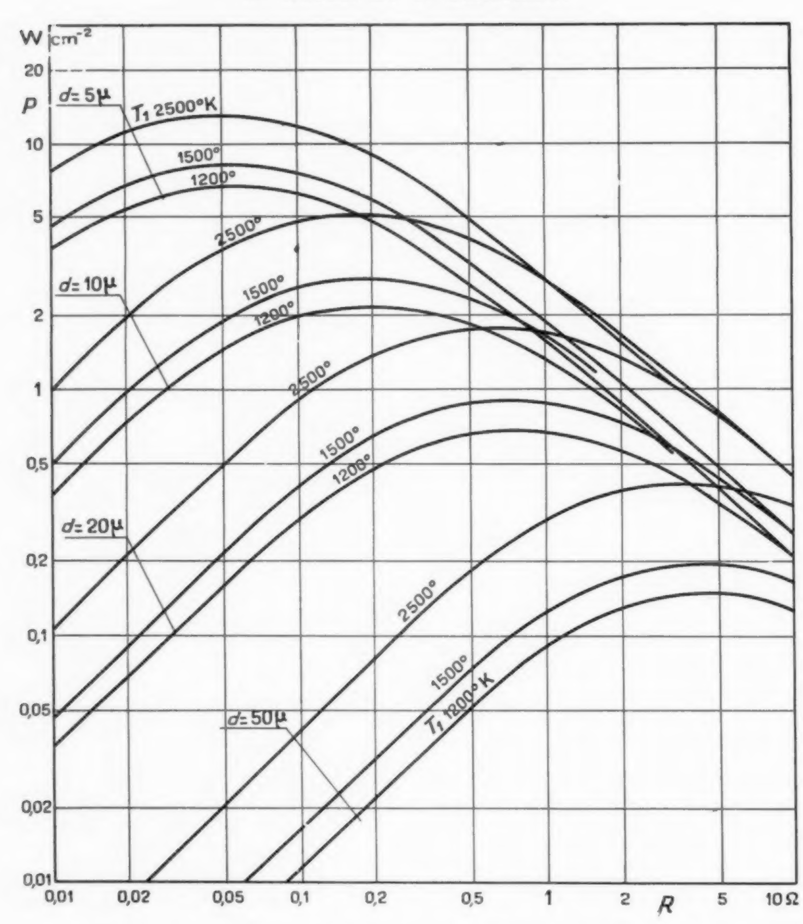


Fig. 9. — *b*. Paramètres fixes : $I_{S_1} = 100$ A cm⁻²; $e(\Phi_1 - \Phi_2) = 0{,}8$ eV; Paramètres variables : température T_1 de l'émetteur; écartement inter-électrodes *d*.

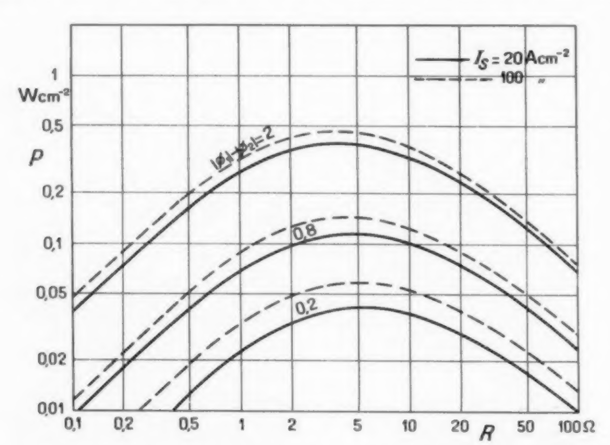


Fig. 9. — *c*. Paramètres fixes : $I_{S_1} = 20$ et 100 A cm⁻², $T_1 = 1200$°K, $d = 50$ µ. Paramètres variables : différence d'énergie potentielle $e(\Phi_1 - \Phi_2)$.

— la différence $\Phi_1 - \Phi_2$, ce qui revient à se fixer Φ_2; car (*voir* § 2.1.1) Φ_1 est déjà déterminé par T_1 et I_{S_1} (voir *fig.* 8).

La puissance débitée s'exprime par

$$P = IV_R,$$

où V_R est défini par la relation algébrique [éq. (5)], donc

$$(38) \qquad P = I(\Phi_1 - \Phi_2) + IV_2.$$

$(\Phi_1 - \Phi_2)$ peut être connu avec précision; V_2 est donné immédiatement après la résolution de l'équation de charge d'espace.

Un ordinateur I. B. M., par exemple, peut aisément calculer avec une précision égale à celle des données les valeurs numériques représentant $P = f(R)$. C'est ce qui a été fait pour obtenir les abaques des figures 9 *a*, *b* et *c*.

Critique. — *a.* La méthode est moins élégante, et surtout beaucoup moins générale que celle de Nottingham.

b. Pour l'étude théorique et expérimentale d'un type déterminé de diode convertisseuse, elle est plus précise et plus directe. Par exemple, si l'on connaît la différence $(\Phi_1 - \Phi_2)$, grâce à une mesure expérimentale, mesure qui doit prendre en considération les variations des travaux de sortie en fonction du transport de matière et des variations de température pendant le fonctionnement, on peut alors superposer les courbes théoriques et expérimentales et déduire différentes causes de non-concordance : par exemple, l'inhomogénéité du travail de sortie, la résistance interne des couches déposées sur l'émetteur et le collecteur.

2.2. Cas où l'émission électronique du collecteur n'est plus négligeable.

Dans tout ce qui précède, on a supposé que le collecteur était suffisamment froid pour que le courant collecteur-émetteur soit négligeable. Maintenant si l'on tient compte de l'émission du collecteur, on devra non seulement faire intervenir le courant collecteur-émetteur comme l'ont fait Hatsopoulos et Kaye [18], mais avec Dugan [19] ne pas négliger la charge d'espace électronique supplémentaire due au courant collecteur-émetteur.

a. Mise en équation. — On calcule d'abord la densité de charge produite par l'émetteur au point x où le potentiel est V, tel qu'il a été fait au paragraphe 2.1.2.

La densité de la charge d'espace relative à l'émetteur s'exprime alors par la relation (12) dans laquelle ρ_1 exprime le fait que les électrons viennent de l'émetteur

$$(39) \quad \rho_1 = e\nu_1 \left(\frac{\pi m}{2kT_1}\right)^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{eV}{kT_1}} \left[1 \pm \operatorname{erf}\left\{\left[\frac{e(V_m - V)}{kT_1}\right]^{\frac{1}{2}}\right\}\right].$$

Quand le collecteur émet des électrons, la densité de charge au point x est accrue d'une certaine quantité ρ_2 qu'on peut évaluer de la même façon que ρ_1:

$$(40) \qquad \rho_2 = e\nu_2 \left(\frac{\pi m}{2kT_2}\right)^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{(V + \Phi_1 - \Phi_2 - V_R)}{kT_2}} \times \left[1 \mp \operatorname{erf}\left\{\left[\frac{e(V_m - V)}{kT_2}\right]^{\frac{1}{2}}\right\}\right].$$

En tenant compte de la relation de Poisson (14) et en introduisant les variables réduites η et ξ [éq. (16), (17)], on obtient l'équation

$$(41) \quad \frac{d^2\eta}{d\xi^2} = \frac{1}{2}\left[e^{\eta}(1 \pm \operatorname{erf}\sqrt{\eta}) + \sqrt{\alpha}\,\frac{\nu_2}{\nu_1}\, e^{\eta_{i1} - \alpha\eta_{i2}}\,(1 \mp \operatorname{erf}\sqrt{\alpha\eta})\right],$$

où

$$\alpha = \frac{T_1}{T_2}.$$

b. Résolution. — On peut intégrer l'équation précédente, ce qui donne

$$(42) \quad \frac{d\eta}{d\xi} = \left[e^{\eta}(1 \pm \operatorname{erf}\sqrt{\eta}) - \left(1 \pm \frac{2}{\sqrt{\pi}}\sqrt{\eta}\right) + B\left\{e^{\alpha\eta}(1 \mp \operatorname{erf}\sqrt{\alpha\eta}) - \left(1 \mp \frac{2}{\sqrt{\pi}}\sqrt{\alpha\eta}\right)\right\}\right],$$

où

$$B = \frac{I_{S_1}}{I_{S_2}}\,\frac{1}{\sqrt{\alpha}}\, e^{\eta_{i1} - \alpha\eta_{i2}}.$$

Le courant net de la diode est

$$(43) \qquad I = I_{S_1}\, e^{-\eta_{i1}} - I_{S_2}\, e^{-\alpha\eta_{i2}}.$$

Pour évaluer V_m, il faut chercher une valeur convenable de η_1. On calcule donc, après avoir choisi une valeur pour η_1, $(\xi_2 - \xi_1)$ de deux manières, d'une part à l'aide de l'équation (17), d'autre part à l'aide de l'équation (42). Si la différence

$$(44) \qquad (\xi_2 - \xi_1)_{(17)} - (\xi_2 - \xi_1)_{(42)} = 0,$$

la valeur de ξ_1 choisie était correcte, sinon l'on procède par itération successive.

Le calcul de la puissance est analogue à celui effectué au paragraphe 2.1. [7]

[7] Un calcul analogue a été fait par P. A. LINDSAY et F. W. PARKER, *J. Electronics and Control*, 9, août 1960, n° 2, p. 81-111).

3. SUR L'ÉMISSION ET LE TRANSPORT D'ÉLECTRONS ET D'IONS DANS LA DIODE À REMPLISSAGE GAZEUX.

Dans le cas des diodes convertisseuses à vide, on diminue la charge d'espace électronique en diminuant la distance inter-électrodes, par contre dans le cas des diodes convertisseuses à gaz, on essaye de neutraliser la charge d'espace électronique par l'introduction d'ions positifs.

3.1. Possibilités d'introduction d'ions positifs.

Plusieurs possibilités pour introduire des ions positifs ont été prises en considération :

a. On peut utiliser un dispositif à décharge gazeuse travaillant dans un mode « boule à feu » indiqué par Malter, Johnson et Webster [20]. Dans ce cas se forme entre les électrodes un régime à potentiel élevé, mais pour démarrer la décharge, une électrode à potentiel supérieur au potentiel d'ionisation est nécessaire.

b. Le principe dit « Plasmatron » [21] peut être utilisé. Il s'agit d'injection d'ions à partir d'une décharge gazeuse auxiliaire produisant un courant dont l'ordre de grandeur est 100 fois inférieur à celui du courant de décharge principale.

c. Les ions sont produits par l'ionisation d'un gaz, gaz qui peut être noble, à partir des produits de fission d'un émetteur enrichi d'uranium. La figure 10 montre le schéma d'un tel convertisseur proposé par Jamerson [22], [23].

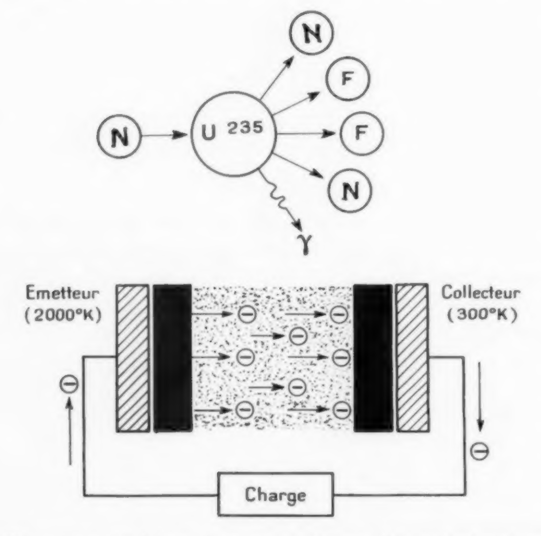


Fig. 10. — Schéma d'un convertisseur thermoélectronique utilisant les produits de fission d'une cathode contenant de l'uranium pour ioniser un gaz rare (d'après Jamerson [22]).

d. On introduit un gaz ou une vapeur dont le potentiel d'ionisation est inférieur au potentiel de sortie d'une surface métallique chaude ; une partie des atomes ou molécules de gaz perdent en général un seul électron de valence [24], [8] au contact de cette surface et repartent sous forme d'ions (ionisation de surface).

Les possibilités nommées aux paragraphes *a* et *b* prévoient une électrode à tension électrique supérieure à celle que le convertisseur peut fournir, on peut considérer cette nécessité comme un inconvénient *a priori*.

En ce qui concerne les possibilités *c* et *d*, on peut noter qu'elles représentent l'avantage capital de ne pas avoir besoin d'électrodes auxiliaires. Des calculs [23] ont montré qu'un convertisseur à ionisation d'un gaz par des produits de fission de l'uranium pourrait fournir une densité de puissance de 5 W cm^{-2}. Mais le convertisseur utilisant l'ionisation de surface du césium semble de loin le plus intéressant actuellement, 90 % des efforts aux U. S. A. y sont consacrés [25]. Cet intérêt réside principalement dans deux faits :

1° la surface chaude servant à ioniser le césium peut être l'émetteur lui-même;

2° le césium crée une couche à faible travail de sortie sur le collecteur, ce qui favorise l'augmentation de la f. é. m. du convertisseur.

Dans ce qui suit on ne parlera donc que de ce type de convertisseur à remplissage gazeux.

3.2. Sur le phénomène de l'ionisation de surface.

Lorsqu'un atome ou une molécule neutre ou métastable frappe la surface d'un solide à travail de sortie relativement élevé, un électron de valence de cet atome ou de cette molécule peut être transmis au solide dans un niveau de la population des électrons libres [26]. Chimiquement parlant, la surface du conducteur est un agent oxydant vis-à-vis des atomes ou molécules à ioniser. Cette ionisation s'effectue sans avoir besoin d'une source d'énergie extérieure, elle peut se faire même avec libération d'énergie. Dans le cas d'un atome de césium frappant une surface de tungstène, le potentiel d'ionisation du Cs étant 3,89 V, le potentiel de sortie du tungstène 4,5 V, une énergie de 0,6 eV sera donc libérée.

L'ionisation de surface peut s'effectuer aussi lorsque le potentiel de sortie est inférieur au potentiel d'ionisation, mais il faut que l'énergie cinétique de l'atome ou de la molécule soit suffisamment grande pour compenser la différence existant entre l'énergie d'ionisation et le travail de sortie; l'ionisation est alors d'autant plus probable que la température du gaz est élevée.

Un électron de valence étant transmis au solide, l'atome ou la molécule devient un ion positif qui sera adsorbé à la surface, ou réévaporé dans le gaz suivant la température du solide.

On ne traitera pas dans cet aperçu du mécanisme de l'ionisation de surface, ce phénomène pouvant être l'objet d'une vaste étude qui déborderait le sujet convertisseur d'énergie. Signalons dans ce domaine l'article de mise au point de Zandberg et Ionov [27]. On peut toutefois dire que le phénomène de formation d'ions positifs sur une surface obéit à l'équation de Langmuir-Saha :

$$\frac{\nu_p}{\nu_a} = A_+ \, e^{\frac{e}{kT}(\Phi - V_i)}, \tag{45}$$

où :

ν_p, flux d'ions positifs évaporés;
ν_a, flux d'atomes neutres évaporés;
Φ, potentiel de sortie de la surface du solide;
V_i, potentiel d'ionisation du gaz;
A_+, constante dont la valeur est $\frac{1}{2}$ dans le cas de l'ionisation du césium sur le tungstène [28].

Le phénomène d'ionisation de surface a été découvert par Langmuir et Kingdon [29] en chauffant un fil de tungstène dans la vapeur de césium. C'est ainsi qu'ils ont pu mesurer l'évaporation d'atomes neutres de césium d'une plaque de tungstène par la méthode de deux filaments [30]. Mais bien d'autres combinaisons atome ionisable-solide ont été vérifiées expérimentalement :

— le potassium ($V_i = 4{,}34$ V) et le rubidium ($V_i = 4{,}18$ V) sont ionisés au contact d'une surface de tungstène;

— lorsqu'on fait adsorber de l'oxygène à la surface du tungstène, son travail de sortie augmente jusqu'à environ 6 eV; alors le sodium ($V_i = 5{,}15$ V), le lithium ($V_i = 5{,}37$ V), le gallium ($V_i = 5{,}97$ V), l'indium ($V_i = 5{,}76$ V), le thallium ($V_i = 6{,}08$ V) et l'aluminium ($V_i = 6{,}1$ V) peuvent être ionisés;

— si le tungstène est plus fortement oxydé ($\Phi \sim 9$ V), des atomes de cuivre ($V_i = 7{,}67$ V) peuvent l'être également, mais pas les atomes de mercure ($V_i = 10{,}44$ V) [31].

La figure 11 juxtapose le potentiel de sortie de la plupart des matériaux à émission thermoélectronique et le potentiel d'ionisation de certains éléments, ce qui permet d'entrevoir d'autres possibilités de phénomène d'ionisation.

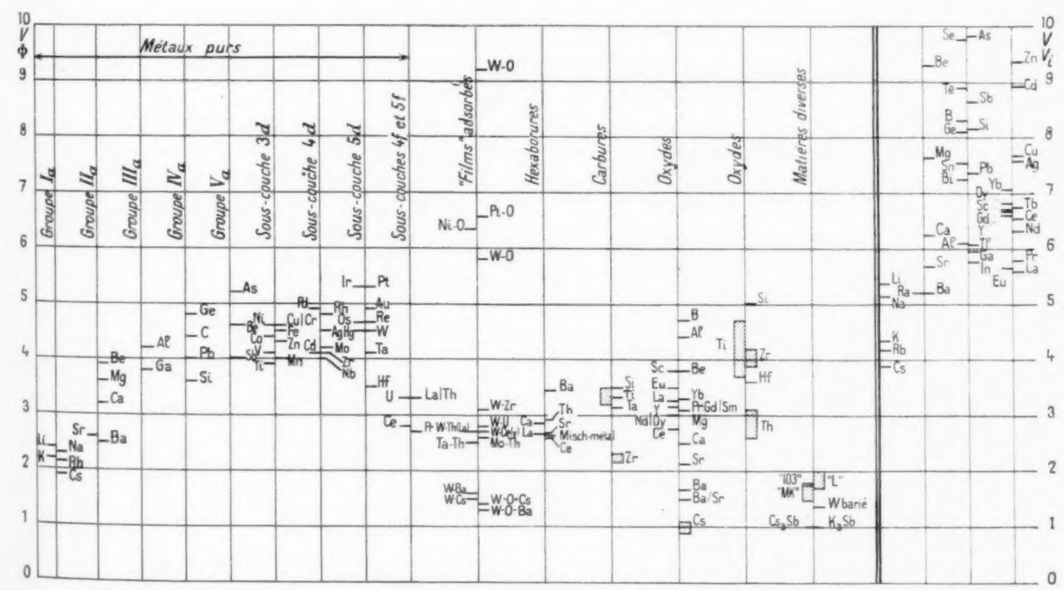


Fig. 11. — Potentiels de sortie d'un certain nombre de matériaux thermoélectroniques, et potentiels d'ionisation d'un certain nombre d'éléments. Notons que les potentiels de sortie ne sont pas forcément les vrais potentiels de sortie (*voir* remarque du paragraphe 1.6). Le diagramme ne peut alors être qu'un guide.

3.3. Évaporation d'atomes, d'ions et d'électrons d'une surface de tungstène au contact de la vapeur de césium.

Soit une électrode en tungstène chauffée à la température T « noyée » dans la vapeur de césium à la pression p_{Cs}.

La vapeur étant supposée saturante, la pression peut alors s'exprimer en fonction de la température T_{Cs} du milieu ambiant par la relation [32] :

$$\log_{10} p_{Cs} = 11,38 - 1,45 \log_{10} T_{Cs} - \frac{4\,075}{T_{Cs}}. \tag{46}$$

Le rapport $\frac{\sigma_{A_1}}{\sigma_1} = 1,347$ est égal au rapport $\frac{S}{S_A}$ de la surface vraie à la surface apparente.

On définit le recouvrement θ comme étant le rapport de la concentration apparente σ_A à la concentration apparente complète σ_{A_1}

$$\theta = \frac{\sigma_A}{\sigma_{A_1}}. \tag{47}$$

Trois formules empiriques établies par Langmuir donnent les nombres d'atomes neutres ν_a, d'ions ν_p

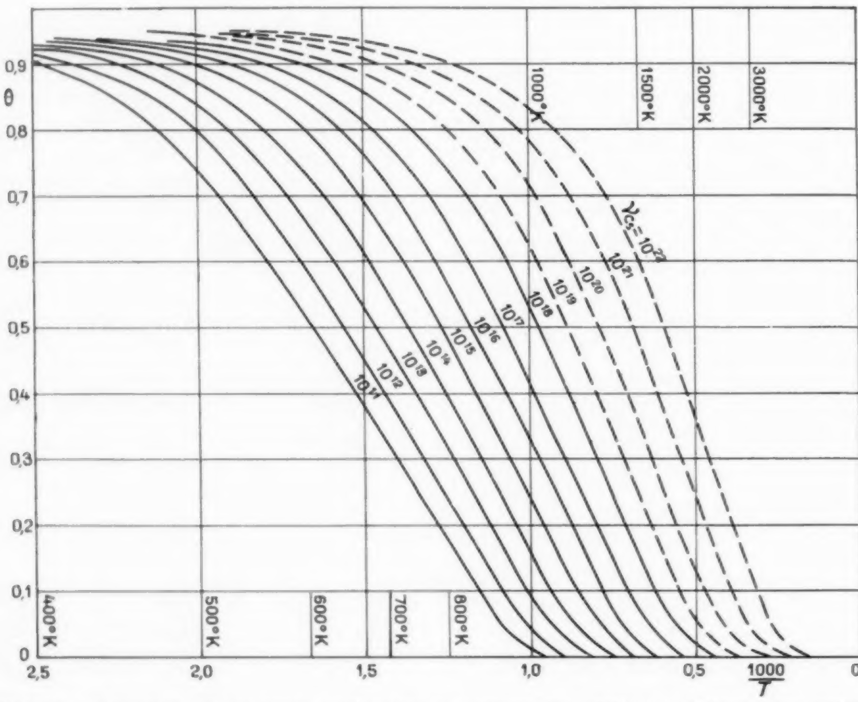


Fig. 12. — Isobares d'adsorption de Langmuir représentant le recouvrement relatif θ de césium d'une surface de tungstène en fonction de l'inverse de la température T du tungstène, pour différentes valeurs de vitesse d'impact d'atomes de césium ν_{Cs} (d'après Langmuir [30]).

Pour une température donnée du tungstène, il n'y a pas de condensation d'atomes de césium à la surface si le flux de césium est suffisamment faible. Lorsque ce flux croît, la surface est recouverte progressivement par un film de césium [30].

La vraie concentration de surface d'un film complet de césium sur le tungstène est

$$\sigma_1 = 3,563.10^{14} \text{ atomes cm}^{-2},$$

la concentration apparente complète de surface σ_{A_1} est différente,

$$\sigma_{A_1} = 4,80.10^{14} \text{ atomes cm}^{-2}.$$

et d'électrons ν_e émis en fonction de la température du tungstène :

$$\begin{cases} (a) & \log \nu_a = A_a - \frac{B_a}{T}, \\ (b) & \log \nu_p = A_p - \frac{B_p}{T}, \\ (c) & \log \nu_e = A_e - \frac{B_e}{T}. \end{cases} \tag{48}$$

Les constantes sont liées directement au recouvrement θ.

Les isobares d'adsorption, de même que les relations relatives aux courants, ont été établies

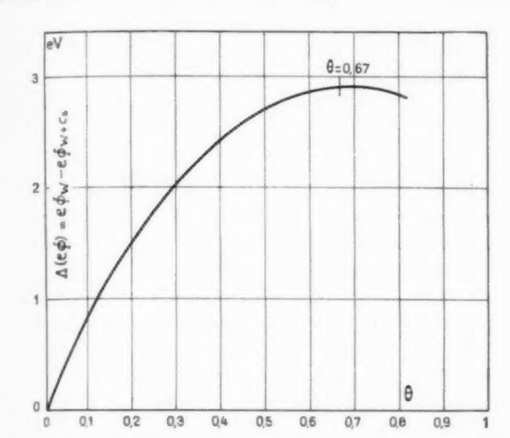


Fig. 13. — Différence de travail de sortie entre une surface pure de tungstène et une surface de tungstène recouverte de césium en fonction du recouvrement relatif normal de césium (d'après Langmuir [30]).

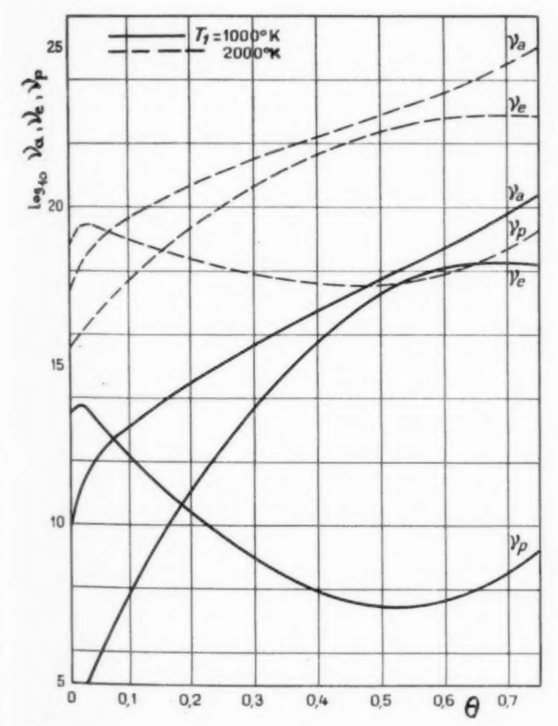


Fig. 14. — Vitesses d'évaporation d'atomes, d'ions et d'électrons en fonction de recouvrement relatif normal de césium adsorbé sur le tungstène pour différentes températures du tungstène (d'après Langmuir [30]) :
a. pour 2 000 et 1000°K;

expérimentalement dans un intervalle de température allant de 435 à 1400°K et pour des vitesses d'impacts d'atomes neutres comprises entre $1{,}2 \cdot 10^{11}$ et $6{,}50 \cdot 10^{13}$ atomes $\text{cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$. Les conditions expérimentales ont été choisies de sorte que le coefficient de réflexion sans séjour adsorbant à la surface soit nul, il s'ensuit donc en général la relation $\nu_{Cs} = \nu_p + \nu_a$. Dans le cas particulier où $\nu_p = 0$, $\nu_{Cs} = \nu_a$ et les courbes expérimentales établissant la relation $\theta(\nu_{Cs})$ donnent donc facilement ν_a en fonction de θ.

La figure 12 représentant les isobares d'adsorption de Langmuir a été faite en extrapolant les mesures jusqu'à des températures de 2 000°K et des vitesses d'impact d'atomes neutres de 10^{18} atomes $\text{cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$. Les courbes pointillées repo-

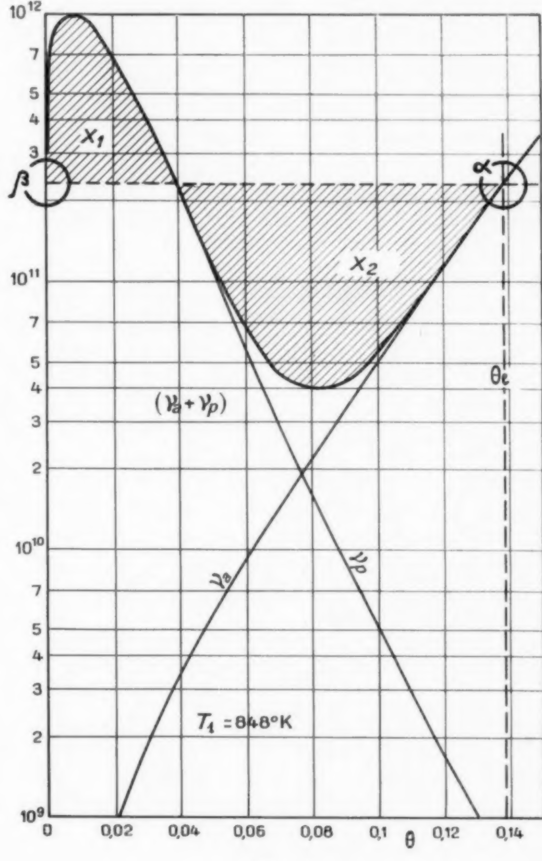


Fig. 14.

b. pour 848°K. Seule la région $0 < \theta < 0{,}14$ a été représentée pour faire voir la détermination de θ_c pour l'égalité des aires X_1 et X_2.

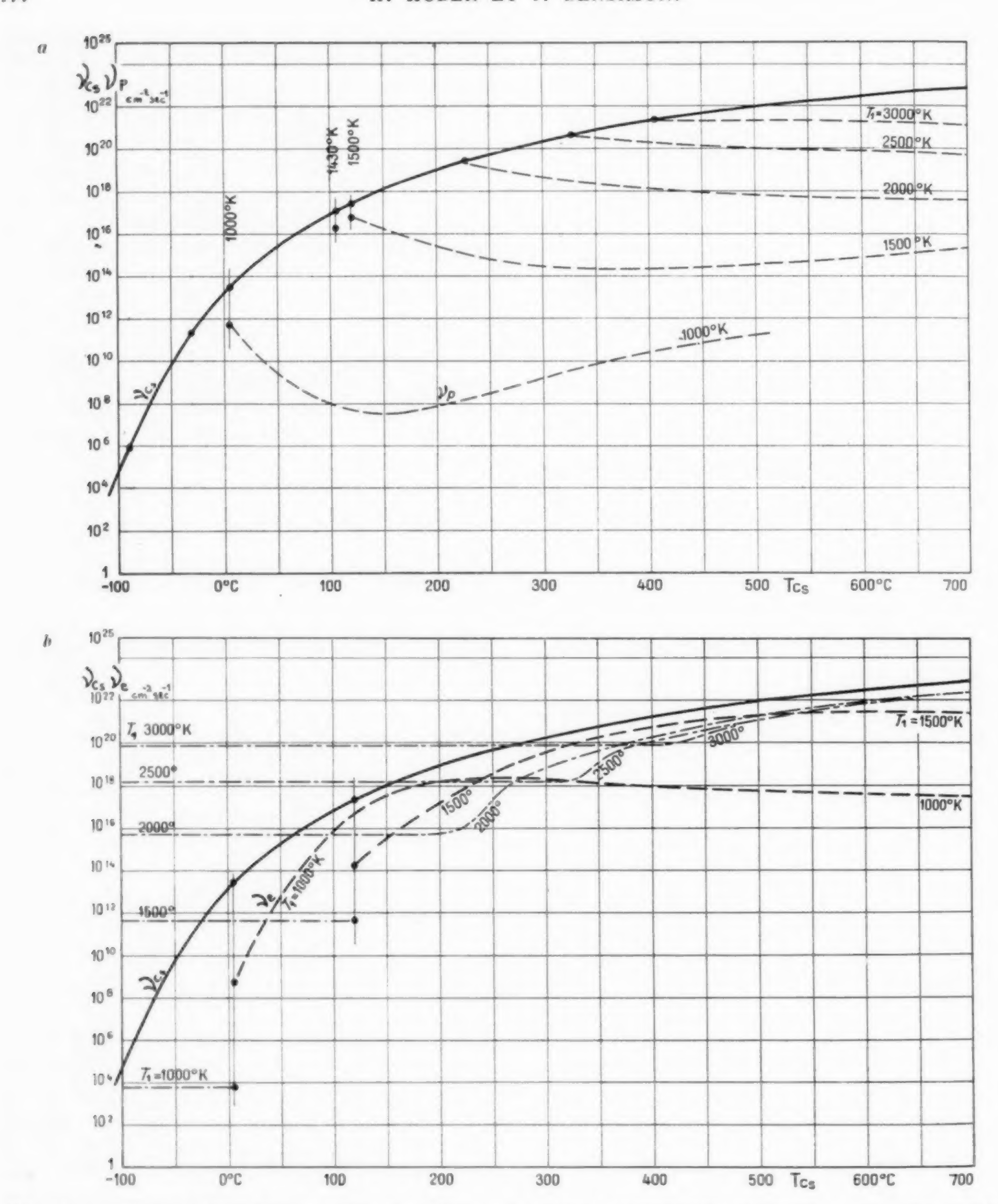


Fig. 15. — Vitesses d'évaporation d'ions de césium ν_p et vitesse d'évaporation d'électrons ν_e, les deux exprimées en nombre par seconde par centimètre carré, en fonction de la température T_{Cs} de la vapeur saturante de césium, pour différentes valeurs de la température T_1 d'un émetteur en tungstène noyé dans la vapeur de césium. On y fait figurer la vitesse d'impact d'atomes de césium ν_{Cs} calculée à partir de la pression saturante de la vapeur de césium indiquée par Kubaschewski et Evans [32].

Les points pleins marquent les températures de seuil T_{Cs} de la vapeur saturante pour lesquelles un recouvrement stable de césium s'établit; ces points ont été calculés en égalant les aires appartenant à la région mal définie du recouvrement (*fig.* 14 *b*) :

a. Vitesse d'évaporation d'ions de césium. *b*. Vitesse d'évaporation d'électrons;

sant sur les formules de Langmuir représentent une extrapolation de quatre décades supplémentaires.

Les évaporations d'électrons et d'ions sont fonction du recouvrement et plus directement du travail de sortie de la surface tungstène-césium. Il est donc intéressant de représenter la variation $\Delta(e\Phi) = e\Phi_W - e\Phi_{W+Cs}$ de ce travail de sortie en fonction de θ (*fig.* 13).

La figure 14 *a* comprend deux familles de courbes représentant les relations d'évaporation (48).

On peut maintenant définir une température minimale T_m du tungstène de façon à obtenir un recouvrement voisin de zéro, donc une ionisation pratiquement totale (98 % d'après Langmuir [30]).

Les courbes représentant les équations (48 *a*) et (48 *b*) se coupent au voisinage de $\theta = 0,1$. C'est-à-dire que dans cette région les nombres d'atomes neutres ν_n et d'ions ν_p ne sont plus négligeables l'un vis-à-vis de l'autre; il est donc nécessaire de considérer la fonction $\nu_n + \nu_p$.

D'autre part, pour une même température de la surface de tungstène et une même pression, le césium passe brusquement de la phase concentrée α à la phase diluée β lorsque le recouvrement prend une valeur limite θ_l. C'est-à-dire que le recouvrement saute de la valeur θ_l correspondant à Cs_α, à la valeur $\theta < \theta_l$ correspondant à Cs_β, où l'ionisation est quasi totale. L'ionisation totale est définie par les conditions relatives au recouvrement qu'il est donc nécessaire de déterminer.

Pour cela Langmuir fait un rapprochement avec la théorie de Van der Waals et cherche l'égalité des deux aires X_1 et X_2 (*fig.* 14 *b*). Le recouvrement θ_l est alors défini comme abscisse au point d'intersection de la droite horizontale limitant les deux aires et de la courbe ν_n.

On doit rappeler que les exposés de Langmuir sont relatifs à des phénomènes existant aux températures de surfaces voisines de 1000°K, en particulier la condition d'égalité des aires a été faite pour une température de 848°K. Si toutes ces conditions restent valables à des températures plus élevées, on peut déduire une formule empirique donnant la température minimale du tungstène correspondant à θ_l, donc à l'ionisation totale,

$$T_m = \frac{11\,900}{25,35 - \log_{10}\nu_{Cs}}. \tag{49}$$

Cette relation suppose que θ_l est fonction décroissante de la température, mais si l'on considère que θ_l croît avec la température, on doit utiliser une autre formule empirique, celle de Nottingham par exemple [33] :

$$T_m = \frac{14\,100}{27,56 - \log_{10}\nu_{Cs}} \tag{50}$$

ou

$$T_m > 3,6\,T_{Cs}. \tag{51}$$

Si l'on veut définir le recouvrement pour d'autres températures T_1 et T_{Cs}, il faut utiliser le jeu d'abaques (*fig.* 15 et 12).

Remarque : Importance d'une répartition non uniforme du travail de sortie. — Un émetteur dont le potentiel de sortie moyen est inférieur au potentiel d'ionisation du césium ne devrait pas en principe ioniser ce dernier. Or, nos propres expériences par exemple, démontrent que le taux d'ionisation du césium sur un émetteur (ThO_2 + Mo), dont le travail de sortie moyen est environ 2,7 eV, est voisin de $\frac{2}{1000}$. Ceci nous conduit à dire que le césium doit s'ioniser sur les « patches » à fort travail de sortie.

Nottingham [33] a étudié ce phénomène de « patches », Hernquist [34], [35] a préconisé un système spécial équipotentiel de patches artificiels.

3.4. Courant ionique et répartition du potentiel en présence d'ions.

a. On ne considère que les conditions à l'émetteur. — Hypothèses :

— il n'y a aucun gradient de potentiel dans l'espace émetteur-collecteur;

— $\Phi_1 = \Phi_2 + V_B$;

— les électrons et les ions sont en équilibre thermique avec l'émetteur et partent avec des vitesses respectant la distribution de Maxwell;

— on néglige les collisions électrons-ions.

Soient respectivement I_e et I_p les densités de courant électronique et ionique, $\bar{v}_e$ et $\bar{v}_p$ les vitesses moyennes des électrons et des ions. Un raisonnement simplificateur conduit à dire que la compensation de la charge d'espace électronique demande l'égalité des concentrations en volume d'électrons n_e et d'ions n_p (ions à une seule charge)

$$n_e = \frac{I_e}{e\bar{v}_e}, \qquad n_p = \frac{I_p}{e\bar{v}_p}, \tag{52}$$

et comme

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{3kT_1}{m}},$$

il s'ensuit que

$$\frac{I_e}{I_p} = \sqrt{\frac{m_p}{m_e}}, \tag{53}$$

ce qui donne pour le césium

$$\frac{I_e}{I_p} = 492. \tag{54}$$

En tenant compte de cette dernière équation, on peut chercher la température T_{Cs}, du milieu ambiant.

1° *Si θ est voisin de zéro :*

— à l'aide de l'équation (49), par exemple;

— à l'aide d'une équation analogue à l'équation (49), mais faisant intervenir le taux d'ionisation et la fraction surface ionisante.

2° *Si θ est quelconque :*

— à l'aide de l'abaque (*fig.* 16) qui résume plusieurs abaques de Langmuir, et qui donne directement l'émission électronique, compte tenu de la condition (54).

b. On considère la répartition du potentiel dans l'espace inter-électrode. — Les hypothèses du paragraphe *a* subsistent presque en totalité, on suppose de plus maintenant :

— qu'il peut exister une répartition de potentiel dans l'espace émetteur-collecteur;

— que les électrons retournant à l'émetteur ou arrivant au collecteur ne produisent pas d'électrons secondaires;

— la densité des ions dans l'espace suit une distribution de Maxwell-Boltzmann.

Le problème qui se pose est semblable à celui de la charge d'espace électronique seule. On sait [éq. (9) et suiv.] le résoudre en introduisant une nouvelle origine et des variables réduites, mais on doit maintenant tenir compte du rapport relatif aux densités d'ions positifs n_{p0} et d'électrons n_{e0} au minimum de potentiel [36] :

$$n_{p0} = \gamma\, n_{e0}. \tag{55}$$

Soit $p(x)$ la distribution de concentration des ions positifs,

$$n_{px} = \gamma\, n_{e0}\, e^{-\frac{e}{kT}(V_m - V_x)}. \tag{56}$$

Suivant les valeurs de γ on a différentes distributions de potentiels. Une valeur critique $\gamma_{cr} = 0{,}98097$ délimite le cas classique de charge d'espace négative ($\gamma < \gamma_{cr}$) du cas où apparaissent les anomalies ($\gamma > \gamma_{cr}$).

Le problème inverse : neutralisation de la charge d'espace ionique par des électrons peut être également traité [37] en posant maintenant $\delta = \frac{1}{\gamma}$. On en

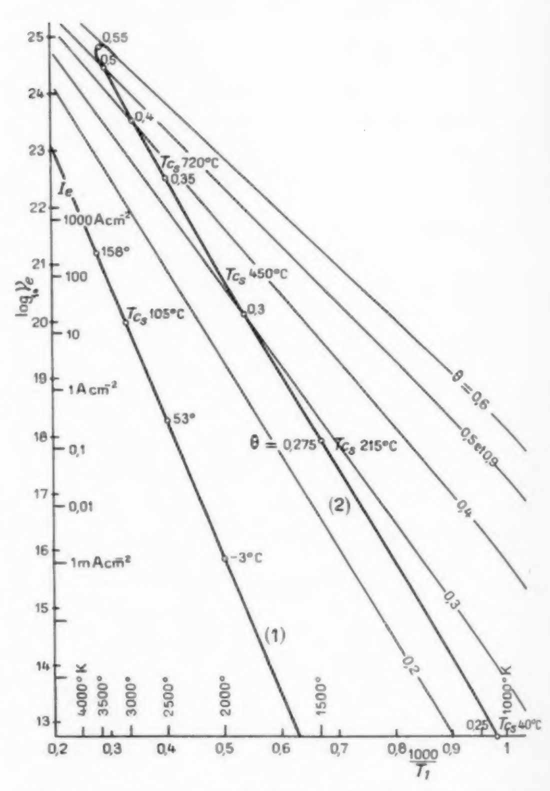


Fig. 16. — Vitesses d'évaporation d'électrons du tungstène pur (branche 1) et du tungstène recouvert de césium (branche 2), ce dernier cas pour une valeur de recouvrement relatif tel que la charge positive des ions évaporés soit égale à la charge négative des électrons évaporés.

déduit une distribution du potentiel. Un complément à cette étude est apporté par le dernier article d'Auer [38] qui donne des précisions au sujet des variations courant-voltage.

3.5. Propriétés du plasma obtenu.

Le premier problème qui se pose est celui des collisions électrons-atomes ou électrons-ions. Il faut éviter ces collisions, pour cela le libre parcours moyen des électrons doit être supérieur à la distance inter-électrode.

Dans la théorie des plasmas [39], on classe d'une façon un peu arbitraire, mais justifiée par les résultats, les gaz ionisés suivant le degré d'ionisation α, α étant défini par

$$\alpha = \frac{n}{n + n_a}, \tag{57}$$

où $n = n_e = n_p$ est la densité des porteurs de charge.

Si $\alpha < 10^{-4}$, le plasma est dit peu ionisé. Le mouvement des électrons est déterminé essentiellement par les collisions entre les électrons et les atomes.

Si $\alpha > 10^{-4}$, le plasma est dit fortement ionisé. Le mouvement des électrons est alors déterminé essentiellement par les interactions électrons-ions.

On voit ici apparaître deux cas :

1° *Plasma peu ionisé.* — Le libre parcours moyen des électrons est égal à

$$\lambda_{(e,a)} = \frac{1}{s_{Cs} n_{Cs}}, \tag{58}$$

où

$$s_{Cs} = \frac{P_c}{3{,}536.10^{16}} \ [\mathrm{cm}^2]$$

est la section efficace et

$$P_c \# 1\,200$$

la probabilité de collision pour une très faible énergie de l'électron (d'après Nottingham et Brode).

2° *Plasma fortement ionisé.* — Définissons tout d'abord le paramètre d'impact critique moyen p_0, en rappelant que p est la distance de plus grande approche de deux particules en absence de force (*fig.* 17) et que lorsque la particule la plus légère est déviée de 90°, si l'énergie potentielle à la distance p est égale à deux fois l'énergie cinétique de départ, $p = p_0$, et

$$p_0 = \frac{e^2}{3kT}. \tag{59}$$

Le libre parcours moyen des électrons tenant compte seulement des chocs électrons-ions donnant lieu à une déviation de 90°, s'exprime alors par la formule

$$\lambda(e, p) = \lambda_{90} = \frac{1}{\sqrt{2}\,\pi p_0^2 n}. \tag{60}$$

Il est bien entendu qu'on ne peut pratiquement pas déterminer si le gaz appartient à une des catégories définies précédemment et que seule l'expérience peut nous guider. Hirsch [40] a étudié le problème en utilisant un émetteur en molybdène recouvert partiellement de césium. Il est alors question d'écartement inter-électrode voisin de 60 μ pour une densité de puissance de 13 W cm^{-2}, l'émetteur étant à 1650°C.

On doit également considérer le libre parcours des ions [33] si l'on tient compte des recombinaisons ou des échanges d'énergie possibles dans le plasma.

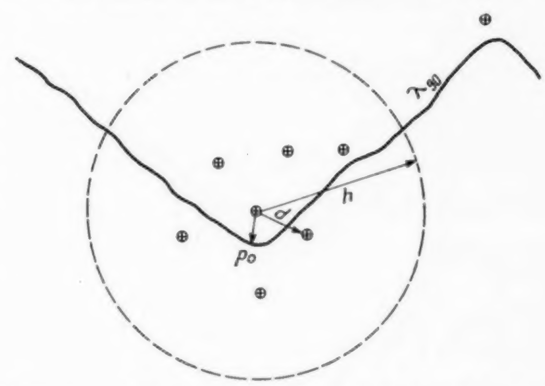


Fig. 17. — Schéma grossier d'une trajectoire d'un électron à travers un plasma « individuel » : dans un choc proche électron-ion, le paramètre d'impact critique moyen p est plus petit que la distance moyenne inter-ions et que la longueur de Debye; le libre parcours moyen λ_{90} entre deux chocs successifs électron-ion donnant lieu à une déviation supérieure à 90° est plus grand que d; les chocs lointains sont très fréquents, leur action sur l'électron est représenté par les petites ondulations de la trajectoire entre deux chocs proches (d'après Delcroix [39]).

3.6. **La puissance de conversion.**

On suppose :

— la neutralisation de la charge d'espace complète;

— le collecteur maintenu à température suffisamment basse pour que son émission électronique soit négligeable.

3.6.1. Variation de l'énergie potentielle d'un électron au cours du trajet émetteur-collecteur. — Comme on l'a précédemment défini (§ 1.6, *d*), pour que la diode travaille en convertisseur d'énergie, il est nécessaire que $V_R < 0$. Dans le cas des convertisseurs « humides », V_R peut être négatif pour un champ accélérateur, nul ou retardateur à l'émetteur.

a. Champ accélérateur (*fig.* 4, 3) :

$$|\Phi_1| > |\Phi_2| + |V_R|.$$

Ce cas est peu intéressant, car on n'utilise pas toute la puissance disponible du convertisseur. Le courant débité est alors le courant de saturation.

b. Champ nul (*fig.* 4, 10). — C'est le cas idéal du convertisseur :

$$\Phi_1 = \Phi_2 + V_R.$$

c. Champ retardateur (*fig.* 4, 6 *d*) :

$$|\Phi_1| < |\Phi_2| + |V_R|.$$

C'est le cas des faibles courants et des fortes tensions.

3.6.2. Le courant électronique. — Soit I_{S_1} le courant de saturation de l'émetteur.

a. Quand

$$|\Phi_1| \geq |\Phi_2| + |V_R|,$$

le courant débité est le courant de saturation I_{S_1}.

b. Quand

$$|\Phi_1| < |\Phi_2| + |V_R|,$$

le courant débité est inférieur au courant de saturation I_{S_1}, il est égal à

$$I = I_{S_1}\,e^{-\frac{e}{kT_1}(\Phi_2 + V_R - \Phi_1)}, \tag{61}$$

et comme

$$\begin{cases} I_{S_1} = A T_1^2\,e^{-\frac{e}{kT_1}\Phi_1}, \\ I \;\;= A T_1^2\,e^{-\frac{e}{kT_1}(\Phi_2 + V_R)}, \end{cases} \tag{62}$$

il convient de souligner que le courant électronique I est indépendant du travail de sortie Φ_1 de l'émetteur dans ce cas.

3.6.3. L'adaptation a la charge :

a. Si $|\Phi_1| > |\Phi_2| + |V_R|$. — La puissance est alors liée directement à V_R

$$P = I_S V_R.$$

b. Si $|\Phi_1| \leq |\Phi_2| + |V_R|$. — La puissance peut s'exprimer [5] par

$$P = I V_R = V_R A T_1^2\,e^{-\frac{e}{kT_1}(\Phi_2 + V_R)}, \tag{63}$$

expression ayant un maximum en fonction de V_R.

Le maximum de puissance est obtenu pour

$$V_R = \frac{kT_1}{e} = V_T, \tag{64}$$

valeur pour laquelle

$$I = I_{op} = \frac{1}{\varepsilon} A T_1^2\,e^{-\frac{e}{kT_1}\Phi_2} \tag{65}$$

et

$$P = P_{max} = \frac{1}{\varepsilon}\,\frac{kT_1}{e}\,A T_1^2\,e^{-\frac{e}{kT_1}\Phi_2} \tag{66}$$

On remarque comme curiosité que le courant optimal est égal au courant de saturation du collecteur divisé par ε.

Il a été démontré par des auteurs soviétiques [41] que pour des valeurs fixées des températures des électrodes et du potentiel de sortie du collecteur, les meilleurs paramètres de sortie sur toute la caractéristique volt-ampère sont ceux d'un convertisseur ayant un potentiel de sortie émetteur égal au potentiel de sortie collecteur. Cela confirme donc le texte précédent.

Pour plus de clarté considérons maintenant trois cas successivement :

1er *cas :* $|\Phi_1| < |\Phi_2|$. — Ce cas a été discuté en détail par Moss [5]; le graphique de la figure 18 porte les mêmes symboles que celui de l'article cité.

On a tracé la courbe représentant

$$I = A T_1^2\,e^{-\frac{e}{kT_1}V},$$

où V est n'importe quel potentiel par rapport à l'origine O.

Pour déterminer le travail de la diode convertisseuse, on trace à partir du point X d'abscisse Φ_2 une droite faisant l'angle $\mathfrak{Z}$ avec OX tel que

$$\mathfrak{Z} = \operatorname{arc\,tg} R,$$

R étant la résistance de charge.

Le point P, intersection de l'exponentielle et de la droite, définit un rectangle XNPM dont la surface est proportionnelle à la puissance utile P. L'aire du rectangle OXMT représente la partie de la chaleur cédée au collecteur sous forme de chaleur de condensation des électrons. Une autre partie de chaleur fournie au collecteur par impact électronique est représentée par la surface pointillée sous la courbe exponentielle à gauche de la ligne NP.

On voit l'influence de la valeur de la résistance de charge R sur le courant et les trois aires d'énergie qu'on vient de citer :

— lorsqu'on court-circuite la diode, le point P se place en P′, et le courant prend la valeur

$$I = A T_1^2\,e^{-\frac{e}{kT_1}\Phi_2}, \tag{67}$$

c'est-à-dire la valeur du courant de saturation du collecteur si ce dernier était porté à la température de l'émetteur. La puissance utile est alors nulle;

— lorsque la résistance de la charge devient de plus en plus grande, le point P se déplace le long de

l'exponentielle à gauche de la ligne NP, le courant tend vers zéro, la tension vers l'infini et la puissance vers zéro.

On trouve le courant de saturation $I_{S_1}^{(1)}$ de l'émetteur comme ordonnée du point Z^{1}, d'abs-

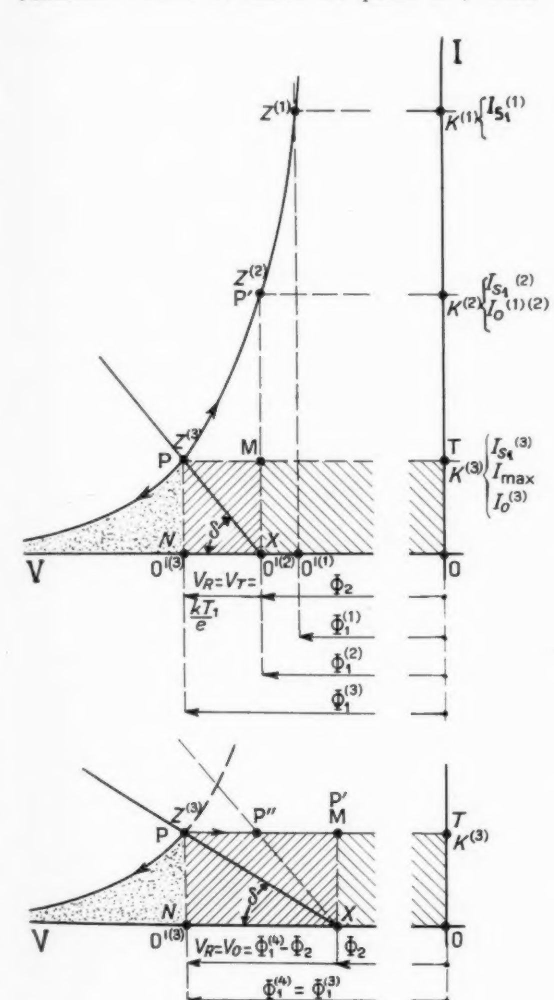


Fig. 18. — Construction graphique faisant figurer les courants, différences de potentiels et puissance de conversion dans une diode exempte de charge d'espace (d'après Moss [5] et Feaster [6]).

cisse $\Phi_1^{(1)}$ de l'exponentielle. Appelons $Z^{(1)} K^{(1)}$ la droite de l'émission saturée, cette droite est largement au-dessus de la droite PT, ce qui exprime le fait que le travail de sortie de l'émetteur n'intervient pas, et qui définit le courant maximal à charge adaptée $I = I_{max}$.

2e *cas :* $\Phi_1^{(2)} = \Phi_2$. — On augmente $\Phi_1^{(1)}$ vers $\Phi_1^{(2)}$, toutes choses égales par ailleurs. Tout se passe comme dans le premier cas, seulement lorsqu'on court-circuite la diode, le courant I qu'on mesure est maintenant identique au courant de saturation de l'émetteur

$$(68)\qquad I = I_{S_1}^{(2)} = A T_1^2 e^{-\frac{e}{kT_1}\Phi_1^{(2)}}.$$

Autrement dit, le point Z^{1} devient le point Z^{2} qui coïncide avec le point P'. Le courant, pour une charge adaptée, prend la même valeur que dans le premier cas et il est égal maintenant à la fraction $\frac{1}{\varepsilon}$ du courant de saturation de l'émetteur.

3e *cas :* $|\Phi_1^{(3)}| > |\Phi_2|$,

$$a.\quad |\Phi_2| < |\Phi_1^{(3)}| < |\Phi_2| + \frac{kT_1}{-e}.$$

Les relations (65) et (66) restent valables.

$$b.\quad \Phi_1^{(3)} = \Phi_2 + \frac{kT_1}{e};$$

c'est le cas limite pour lequel le courant maximal à charge adaptée est identique au courant de saturation de l'émetteur,

$$I_{max} = I_{S_1}^{(3)}.$$

Le courant de saturation est aussi égal au courant de court-circuit de la diode

$$I_0 = I_{S_1}^{(3)}.$$

L'équation (66) exprimant la puissance peut être écrite

$$(69)\qquad P_{max} = \frac{kT_1}{e} I_{S_1}^{(3)},$$

ou encore, étant donné que dans ce cas

$$(70)\qquad V_R = \frac{kT_1}{e} = \Phi_1^{(3)} - \Phi_2,$$

$$(71)\qquad P_{max} = I_{S_1}^{(3)}(\Phi_1^{(3)} - \Phi_2).$$

Remarque sur le 3e *cas.* — Il est possible que dans la pratique, pour différentes causes technologiques, on se fixe *a priori* le travail de sortie $e\Phi_1$ du matériau émetteur et la température T_1; seul reste libre le choix du paramètre Φ_2.

L'adaptation à la charge précédente $V_R = \frac{kT_1}{e}$ n'est physiquement plus valable, car la variation de I n'est plus représentée par l'exponentielle seule, mais par la partie de cette courbe située à gauche de P et par le segment PT.

On a donc intérêt à avoir

$$(72)\qquad |\Phi_1^{(s)}| - |\Phi_2| > \frac{k\,T_1}{-e}$$

et

$$(73)\qquad P_{\max} = I_{S_1}^{(s)}(\Phi_1^{(s)} - \Phi_2).$$

Morgulis [42] arrive à une conclusion analogue en comparant les densités de courant de l'émetteur d'un convertisseur qui devrait donner les mêmes performances de conversion ($P = 16$ W cm^{-2}, $V_B = 1{,}1$ V) pour une température de fonctionnement de 2100°K : dans le cas où la différence $\Phi_1 - \Phi_2$ est nulle, ces performances nécessitent une densité de courant,

$$I_S = 6\,300 \text{ A cm}^{-2},$$

c'est-à-dire une émission utopique pour le moment, par contre dans le cas $|\Phi_1| - |\Phi_2| = 1{,}6$ V, elles entraînent seulement $I = 19$ A cm^{-2}, ce qui est raisonnable.

Morgulis opte donc pour des convertisseurs ayant une différence de potentiel $\Phi_1 - \Phi_2$ non nulle.

4. SUR LE RENDEMENT DE CONVERSION.

4.1. Généralités.

Si l'on assimile la diode convertisseuse à une machine thermodynamique, il est naturel de lui attribuer le rendement tel qu'il est défini par la thermodynamique : rapport de la puissance nette de conversion à l'afflux total de chaleur.

La puissance nette de conversion est la différence entre la puissance électrique disponible, telle qu'elle a été calculée dans les deux chapitres précédents, et les pertes d'énergie « noble », énergie secondaire déjà convertie. Ces dernières pertes étant dues à l'effet Joule, soit dans les matériaux à la surface de l'émetteur et du collecteur, soit dans les connexions électriques allant à la charge.

L'afflux de chaleur, par contre, est la somme de toutes les pertes d'énergie « brute » (énergie primaire) qui doivent être compensées pour maintenir l'émetteur à la température T_1.

En caractérisant les énergies nobles et les énergies brutes par les symboles P et Q respectivement, le rendement s'écrit

$$(74)\qquad \beta = \frac{P - P_j}{Q_r + Q_c + Q_e},$$

P, puissance disponible;

P_j, pertes par effet Joule;

Q_e, pertes thermoélectroniques; ce terme se décompose en trois :

— la puissance correspondant à la chaleur latente d'évaporation des électrons : $I\,\Phi_1$;

— la puissance thermique des électrons : $\frac{2\,k\,T}{e}\,I$;

— la puissance nécessaire pour que les électrons franchissent le minimum de potentiel : IV_m;

Q_r, pertes par rayonnement de l'émetteur;

Q_c, pertes par conduction dans la connexion électrique de l'émetteur.

Tous les termes sont ramenés à l'unité d'aire de la surface émettrice d'électrons. Comme il est instructif de voir l'influence des différents termes sur le rendement, on les introduira successivement.

4.2. Rendement idéal et rendement semi-idéal.

a. Le rendement idéal. — On néglige toutes les pertes, sauf celles concernant l'évaporation des électrons :

$$P_j = 0,$$
$$Q_r = 0,$$
$$Q_c = 0.$$

Poser $Q_c = 0$ veut dire ignorer le fait que les électrons sont chauffés par interaction électrons-phonons dans le solide conducteur qu'est l'émetteur.

De plus, on fait abstraction de la charge d'espace électronique en supposant une distribution de l'énergie potentielle conforme à la figure 4, 10 :

$$V_m = 0.$$

Par conséquent,

$$V_B = \Phi_1 - \Phi_2.$$

Le rendement idéal β_i ainsi défini s'exprime par la relation

$$(75)\qquad \beta_i = \frac{\Phi_1 - \Phi_2}{\Phi_1}.$$

On peut essayer de rapprocher cette expression de celle du rendement de Carnot. Pour cela il est nécessaire que le courant émis par le collecteur soit négligeable par rapport à celui émis par l'émetteur. Comme il n'y a pas de charge d'espace, ces deux courants sont les courants de saturation I_{S_2} et I_{S_1}. Posons arbitrairement,

$$(76)\qquad I_{S_2} = r\,I_{S_1}.$$

L'application de l'équation de Richardson [équation (7)] fournit alors l'expression

$$(77)\qquad \frac{\Phi_1 - \Phi_2}{\Phi_1} < \frac{T_1 - T_2}{T_1} + \frac{2\,\mathrm{Log}_e\left(\frac{T_1}{T_2}\right) + \mathrm{Log}_e\,r}{\left(\frac{e\,\Phi_1}{k\,T_2}\right)}.$$

Comme la deuxième fraction du membre de droite est en général négligeable, l'inégalité suivante :

$$\frac{\Phi_1 - \Phi_2}{\Phi_1} < \frac{T_1 - T_2}{T_1} \tag{78}$$

reste vraie, c'est-à-dire que le rendement, même sous des conditions idéales, est toujours inférieur au

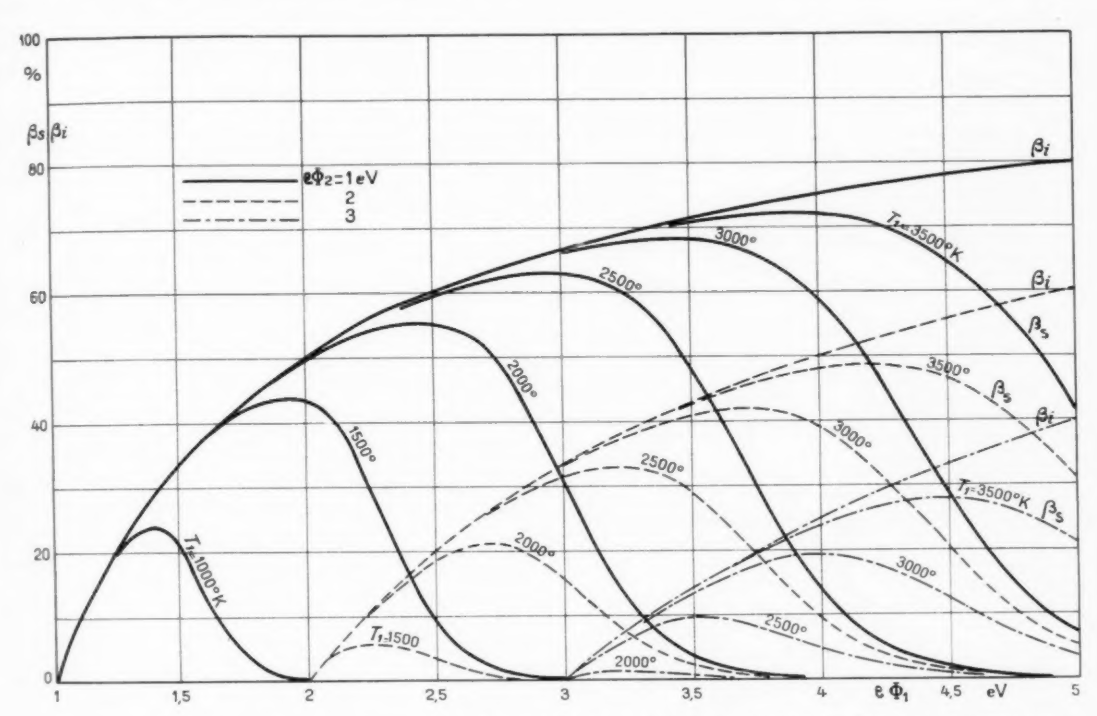


Fig. 19. — Rendements de conversion « idéal » et « semi-idéal » en fonction du travail de sortie $e\Phi_1$ de l'émetteur pour différentes valeurs de la température T_1 de l'émetteur et pour trois valeurs du travail de sortie $e\Phi_2$ du collecteur. Le rendement idéal β_i est représenté par les enveloppes de trois familles de courbes.

rendement de Carnot; cette remarque a été déjà faite par Morgulis et Naumovets [2].

b. Le rendement semi-idéal. — On peut se demander maintenant quelle est l'influence des pertes dues au rayonnement de l'émetteur, ce qui permettra de définir un rendement semi-idéal β_s. On suppose que la surface de l'émetteur émet avec un pouvoir émissif total E

$$Q_r = FET_1^4. \tag{79}$$

F, constante de Stéfan-Boltzmann $= 5{,}672.10^{-5}$ erg cm^{-2} (°K)$^{-4}$.s^{-1}.

Le courant transmis de l'émetteur au collecteur étant le courant de saturation de l'émetteur I_{s_1}, le rendement s'écrit

$$\beta_s = \frac{\Phi_1 - \Phi_2}{\Phi_1 - \dfrac{S_r}{S_1}\dfrac{FE}{A} T_1^2 \, e^{\frac{e\Phi_1}{kT_1}}}, \tag{80}$$

où :

S_r, surface rayonnante;

S_1, surface émettant des électrons.

Cette expression a déjà été indiquée par Hernquist [8].

On représente (*fig.* 19), une abaque montrant le rendement idéal et le rendement semi-idéal en fonction du travail de sortie de l'émetteur avec pour paramètres la température de l'émetteur et le travail de sortie du collecteur. On suppose dans cette abaque que la surface rayonnante est celle qui émet des électrons $S_r = S_1$, et l'on pose arbitrairement $E = 0{,}5$. Retenons le fait que le rendement passe par un maximum.

4.3. Rendement thermique.

Hatsopoulos [43] a développé une expression pour ce rendement en s'inspirant de la méthode d'analyse utilisée pour les convertisseurs thermoélectriques.

Il obtient pour le rendement thermique une expression en fonction du rendement de Carnot

$$\beta_T = \beta_c \frac{\sqrt{1+Z'T}-1}{\sqrt{1+Z'T}+1}, \tag{81}$$

où Z' est un « facteur de mérite » comparable à celui des thermocouples. Ce dernier est déterminé par les propriétés des surfaces de l'émetteur et du collecteur, les propriétés du conducteur et sa section, la température et la barrière de potentiel devant le collecteur. Le rendement thermique est maximal pour Z' maximal

$$Z'_{\max} = \frac{P^2}{\left(\sqrt{K\rho} + \sqrt{\frac{2kT + 4kFfT^4}{I}}\right)^2}, \tag{82}$$

où :

- P, puissance de conversion;
- K, conductivité thermique;
- ρ, résistivité électrique;
- k, constante de Boltzmann;
- F, constante de Stéfan-Boltzmann;
- f, facteur d'interception d'énergie rayonnante.

Par exemple,

$$\beta_T = 0{,}6\beta_c \tag{83}$$

dans le cas d'une diode convertisseuse dont l'émetteur est une cathode imprégnée chauffée à 1500°K, le minimum de potentiel étant nul.

4.4. Rendement réel.

Dans ce qui suit on étudie en détail les différents facteurs composant l'équation du rendement [éq. (74)]

$$\beta = \frac{P - P_j}{Q_r + Q_e + Q_c}.$$

Après avoir exprimé les termes Q_r (§ 4.4.1) et Q_e (§ 4.4.2), on évaluera le rapport $\frac{P_j}{Q_c}$ (§ 4.4.3) et l'on recherchera finalement les conditions relatives aux maximum de rendement en fonction du courant (§ 4.4.4).

4.4.1. Pertes par rayonnement (Q_r). — Le transfert de chaleur par rayonnement de l'émetteur vers le collecteur est compliqué du fait des multiples réflexions entre deux plaques dont les facteurs d'émissivité sont mal définis. Cependant, Hottel [44] montre que dans le cas de multiples réflexions entre deux plaques grises, on est conduit à l'expression

$$Q_r(T_1, T_2) = \int_0^\infty \frac{W_B(\lambda, T_1) - W_B(\lambda, T_2)}{\varepsilon_\lambda^{-1}(T_1) + \varepsilon_\lambda^{-1}(T_2) - 1}\, d\lambda, \tag{84}$$

ceci étant valable pour la vitesse de transfert de chaleur par unité d'aire pour toutes les longueurs d'ondes.

Donnons rapidement la signification des symboles figurant dans la relation (84) :

$$W_B(\lambda, T) = \frac{c_1 \lambda^{-5}}{e^{\frac{c_2}{\lambda T}} - 1} \tag{85}$$

est la densité de puissance émissive monochromatique du corps noir avec

$$c_1 = 4{,}99071.10^{-15}\ \text{erg cm}, \qquad c_2 = 1{,}43868\ \text{cm (°K)}$$

et

$$\varepsilon_\lambda(T) = \frac{W(\lambda, T)}{W_B(\lambda, T)}, \tag{86}$$

l'émissivité monochromatique.

Cette méthode d'évaluation du transfert de chaleur est compliquée, il existe une méthode beaucoup plus facilement applicable reposant sur des approximations empiriques [44]. On suppose alors que si l'émissivité de l'émetteur est $\varepsilon_1(T_1)$, celle du collecteur est $\varepsilon_2(\overline{T})$, où

$$\overline{T} = \sqrt{T_1 T_2}. \tag{87}$$

Le flux de chaleur s'exprime en conséquence par la relation

$$Q_r = \frac{F(T_1^4 - T_2^4)}{\varepsilon_1^{-1}(T_1) + \varepsilon_2^{-1}(\overline{T}) - 1}. \tag{88}$$

Une comparaison [45] des deux méthodes montre que la seconde méthode est identique à la première à 5 % près.

4.4.2. Puissance relative aux électrons (Q_e). — L'électron quittant l'émetteur et surmontant la barrière de potentiel a une énergie cinétique au départ au moins égale à $e\Phi_1 + eV_m + 2kT_1$. Cet électron est remplacé par un électron venant du circuit et ayant une énergie aT_1, où a est le coefficient de force électromotrice thermique du circuit [46]. Comme

$$e\Phi_1 + eV_m + 2kT_1 \gg aT_1,$$

on peut négliger le terme aT_1. On conclut donc que la puissance relative aux électrons est

$$Q_e = I(\Phi_1 + V_m + 2V_{T_1}) \tag{89}$$

4.4.3. Perte par effet Joule et perte par conduction. — Comme la perte par effet Joule P_j représente une rétroconversion de l'énergie noble obtenue, et la perte par conduction Q_c une perte d'énergie brute transformable, il est raisonnable de poser

$$\frac{P_j}{Q_c} = \tau \tag{90}$$

et de lier la fraction τ au rendement β du convertisseur.

Du côté collecteur, il n'y a pas de problème de compromis entre P_j et Q_c; en effet, on peut dimensionner l'amenée de façon à rendre négligeable l'effet Joule, et par conséquent à augmenter grandement la conduction thermique, ce qui ne gêne en rien, car le collecteur est la source froide du système.

On s'occupera donc exclusivement de l'amenée de l'émetteur.

4.4.3.1. *Hypothèses simplificatrices* (*fig.* 20) :

— l'amenée de courant est assimilable à une tige droite de section ω, de périmètre π, de longueur l;

— les températures T_1 et T_0 des extrémités de la tige sont constantes;

— la tige est homogène et la température de la tige est constante dans une section quelconque.

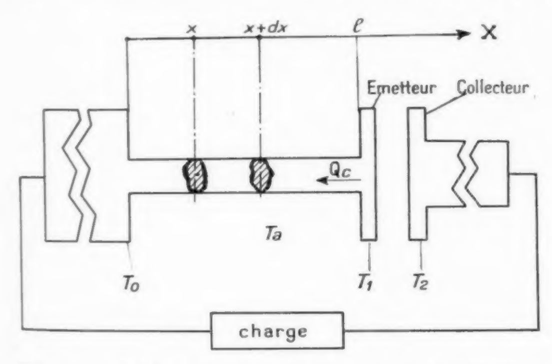


Fig. 20. — Schéma de l'amenée de courant de l'émetteur servant à établir le bilan des pertes d'énergie.

Le terme Q_c étant fonction de la distribution de température le long de la tige, il est donc nécessaire d'évaluer tout d'abord cette dernière.

4.4.3.2. *Distribution de la température le long de la tige.* — On considère seulement le cas très simplifié où la dissipation d'énergie à la surface de la tige vers le milieu ambiant, la variation de résistivité électrique en fonction de la température et l'effet Thomson sont négligeables.

Afin d'établir le bilan d'énergie, donnons l'expression des facteurs restants :

a. Effet Joule :

$$\frac{I^2}{\omega\sigma_0}\,dx, \tag{91}$$

où σ_0 est la conductivité électrique.

b. Conduction thermique :

$$\bar{K}\,\omega\,\frac{\partial^2 T}{\partial x^2}\,dx, \tag{92}$$

où

$$\bar{K} = \frac{1}{T_1 - T_0}\int_{T_0}^{T_1} K(T)\,\mathrm{d}T \tag{93}$$

représente la valeur moyenne de la conductivité thermique.

La somme algébrique de ces deux facteurs doit être égale à

$$\omega\,\mathrm{d}x\,gc\,\frac{\partial T}{\partial t}, \tag{94}$$

expression représentant le gain de chaleur dans l'élément de volume par unité de temps, où

g, densité;

c, chaleur spécifique.

L'équation générale s'écrit, par conséquent, dans le cas stationnaire,

$$\frac{\mathrm{d}^2 T}{\mathrm{d}x^2} + \frac{I^2}{\omega^2\sigma_0\bar{K}} = 0. \tag{95}$$

Avec comme conditions aux limites,

$$x = 0 \quad \text{pour} \quad T = T_0,$$
$$x = l \quad \text{pour} \quad T = T_1,$$

l'intégration de l'équation (95) donne

$$T = T_0 + (T_1 - T_0)\frac{x}{l} + \frac{1}{2\,\omega\,\bar{K}}\,\frac{I^2}{\omega\sigma}(l - x)x. \tag{96}$$

4.4.3.3. *Expression de P_j et Q_c.* — Connaissant la distribution $T(x)$ le long de la tige, on en déduit

$$P_j = I^2\,\frac{l}{\omega\sigma_0} \tag{97}$$

et

$$Q_c = \bar{K}\,\omega\left(\frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}x}\right)_{x=l}, \tag{98}$$

$$Q_c = \bar{K}\,\omega\,\frac{T_1 - T_0}{l} - \frac{1}{2}I^2\,\frac{l}{\omega\sigma_0}. \tag{99}$$

On remarque que l'effet Joule diminue Q_c de $\frac{1}{2}P_j$.

4.4.3.4. *Relation liant l, ω, τ.* — Éliminons le rapport $\frac{l}{\omega}$ dans le système (97)-(99). Cela donne

$$P_j\left(Q_c + \frac{P_j}{2}\right) = I^2 \frac{K}{\sigma}(T_1 - T_0). \tag{100}$$

D'autre part, la loi de Wiedeman, Franz et Lorenz relie la conductivité thermique à la conductivité électrique par la relation

$$\frac{K}{\sigma T} = L, \tag{101}$$

où la constante de Lorenz L [47] est pratiquement indépendante de la nature du métal pur et de la température :

$$L = 2{,}45 \cdot 10^{-8}.$$

En introduisant cette nouvelle relation dans l'équation (100) on obtient

$$P_j\left(Q_c + \frac{P_j}{2}\right) = I^2 L T_m (T_1 - T_0), \tag{102}$$

si T_m est la température moyenne de la tige.

Il s'ensuit, en tenant compte de la relation (90),

$$P_j = \frac{\sqrt{2 L T_m (T_1 - T_0)}}{\sqrt{1 + \frac{2}{\tau}}}, \tag{103}$$

$$Q_c = \frac{\sqrt{2 L T_m (T_1 - T_0)}}{\sqrt{\tau(\tau + 2)}}. \tag{104}$$

On déduit de (103) une relation déjà établie par Houston [48],

$$\frac{l}{\omega} = \frac{\sigma}{I} \frac{\sqrt{2 L T_m (T_1 - T_0)}}{\sqrt{1 + \frac{2}{\tau}}} \tag{105}$$

qui peut servir à donner les valeurs du rapport $\frac{l}{\omega}$ en fonction de la différence de température $(T_1 - T_0)$ pour un métal déterminé, c'est-à-dire pour les conductivités électriques σ_0 et thermiques K données.

Dans l'exemple (*fig.* 21) le métal d'amenée est le tantale, et les paramètres ont les valeurs suivantes :

$$I = 1\ A, \qquad \tau = 0{,}1.$$

4.4.3.5. *Relation liant τ et β.* — En combinant les relations (74) et (90) on obtient

$$\beta = \frac{P - \tau Q_c}{B + Q_c}, \tag{106}$$

où

$$B = Q_c + Q_r$$

et, en tenant compte de l'équation (104),

$$\beta = \frac{\frac{P}{C}\sqrt{\tau^2 + 2\tau} - \tau}{\frac{B}{C}\sqrt{\tau^2 + 2\tau} + 1}, \tag{107}$$

avec

$$C = I\sqrt{2 L T_m (T_1 - T_0)}. \tag{108}$$

On voit que β dépend de $\tau, \frac{P}{C}, \frac{B}{C}$.

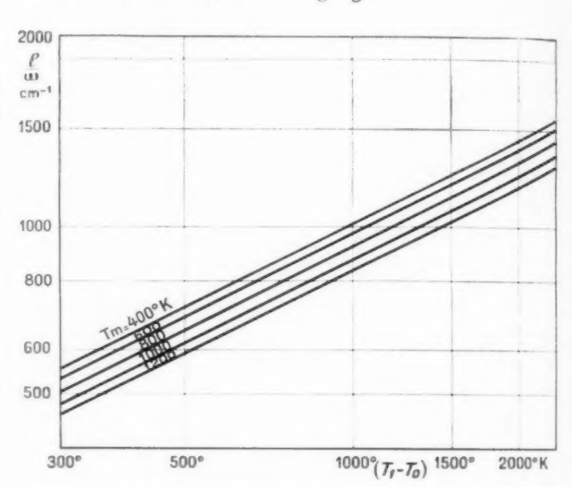


Fig. 21. — Rapport longueur sur section $\frac{l}{\omega}$ de la tige équivalente d'une amenée de courant d'un émetteur, en fonction de la différence $(T_1 - T_0)$ de température entre l'émetteur et l'extrémité de la tige équivalente, pour différentes températures moyennes $T_m = \frac{T_1 + T_0}{2}$.

$$\frac{l}{\omega} = \frac{\sigma}{I}\sqrt{\frac{2 L T_m (T_1 - T_0)}{1 + \frac{2}{\tau}}}.$$

On suppose que le matériau de la tige équivalente est du tantale :

$$\sigma = 7{,}23 \cdot 10^4 \quad \Omega^{-1}.\text{cm}^{-1} \text{ à } 27^\circ\text{C}.$$

Paramètres : $I = 1$ A, $\tau = 0{,}1$.

Considérons $\frac{P}{C}$ et $\frac{B}{C}$ comme constante et cherchons la valeur de $\tau = \tau_0$ pour laquelle la fonction $\beta = f(\tau)$ est maximale, on obtient la condition

$$\frac{P}{C}(\tau_0 + 1) - \frac{B}{C}(\tau_0^2 + 2\tau_0) - \sqrt{\tau_0^2 + 2\tau_0} + \frac{B}{C}\tau_0(\tau_0 + 1) = 0, \tag{109}$$

avec

$$\sqrt{\tau_0^2 + 2\tau_0} \neq 0,$$

soit

$$p = \frac{b\tau_0 + \sqrt{\tau_0^2 + 2\tau_0}}{\tau_0 + 1}, \tag{110}$$

avec

$$p = \frac{P}{C} \qquad \text{et} \qquad b = \frac{B}{C}.$$

β prend alors la valeur β_0 définie par l'expression

$$(111) \qquad \beta_0 = \frac{b\tau_0\sqrt{\tau_0^2 + 2\tau_0} + \tau_0}{b(\tau_0 + 1)\sqrt{\tau_0^2 + 2\tau_0} + \tau_0 + 1}.$$

On peut par approximations exprimer τ_0 en fonction de β_0; pour cela on trace la courbe représentative de la fonction $\tau_0(p)$ (110) avec b comme paramètre, ce qui lie les valeurs de τ_0 et de b et, par suite, on peut exprimer τ_0 en fonction de β_0. La courbe obtenue représentant l'équation (111) est alors très peu différente de celle relative à la valeur limite de $\beta = \beta_l$ quand $b = 0$ ou quand b tend vers l'infini,

$$(112) \qquad \beta_l = \frac{\tau_0}{\tau_0 + 1},$$

où, en généralisant,

$$(113) \qquad \begin{cases} \beta = \dfrac{\tau}{\tau + 1}, \\ \tau = \dfrac{\beta}{1 - \beta}. \end{cases}$$

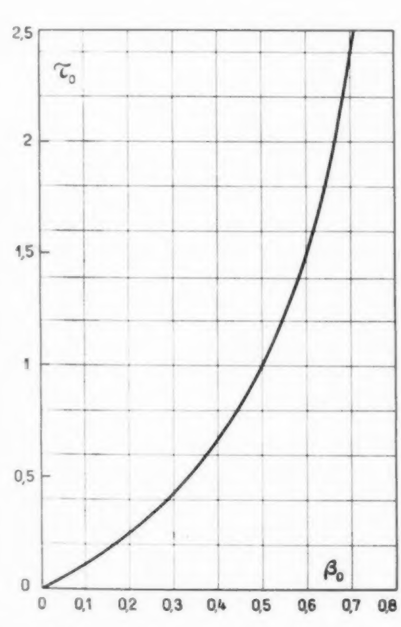


Fig. 22. — Liaison entre le rendement β et le rapport τ, τ étant le rapport entre les pertes par effet Joule et par conduction de chaleur.

Cette relation $\tau = \frac{\beta}{1-\beta}$ (*fig.* 22), est identique à celle établie d'une façon un peu différente, par Hatsopoulos [46].

Maintenant le rendement

$$\beta = \frac{P - P_j}{Q_r + Q_e + Q_c}$$

peut être calculé en tenant compte de la relation

$$\frac{P_j}{Q_c} = \frac{\beta}{1 - \beta}.$$

4.4.4. Évaluation du rendement maximal. — On peut évaluer le rendement maximal en fonction du courant [46], ce qui conduit à la condition

$$(114) \qquad \frac{\mathrm{d}\beta}{\mathrm{d}I} = 0,$$

et si l'on pose dans la relation

$$(115) \qquad P_L = P - P_j,$$

$$(116) \qquad Q_t = Q_r + Q_e + Q_c,$$

la condition (114) devient

$$(117) \qquad Q_t\left(\frac{\mathrm{d}P_L}{\mathrm{d}I}\right) = P_L\left(\frac{\mathrm{d}Q_e}{\mathrm{d}I} + \frac{\mathrm{d}Q_c}{\mathrm{d}I}\right).$$

Calculons d'abord $\frac{\mathrm{d}Q_e}{\mathrm{d}I}$ *et* $\frac{\mathrm{d}Q_c}{\mathrm{d}I}$.

$$a. \quad Q_e = (\Phi_1 + V_m + 2V_T)I,$$

$$(118) \qquad \frac{\mathrm{d}Q_e}{\mathrm{d}I} = \Phi_1 + V_m + 2V_T + I\frac{\mathrm{d}(\Phi_1 + V_m)}{\mathrm{d}I},$$

où

$$(119) \qquad \frac{\mathrm{d}I}{\mathrm{d}(\Phi_1 + V_m)} = -\frac{I}{V_T},$$

donc

$$(120) \qquad \frac{\mathrm{d}Q_e}{\mathrm{d}I} = \Phi_1 + V_m + V_T.$$

$$b. \quad Q_c = \frac{\bar{K}\omega}{l}(T_1 - T_0) - \frac{1}{2}P_j,$$

$$(121) \qquad Q_c = \frac{\bar{K}}{\sigma R_j}(T_1 - T_0) - \frac{1}{2}R_j I^2,$$

d'où

$$(122) \qquad \frac{\mathrm{d}Q_c}{\mathrm{d}I} = -IR_j.$$

Pour chercher le rendement maximal il faut tenir compte des relations (90) et (113), et par suite les conditions valables pour la puissance maximale (P_j négligeable) ne sont plus respectées. On observe

donc une augmentation de la résistance extérieure de R_0 à R et, dans ces conditions, il y a variations de V et de I.

De la relation générale $P = IV$, on déduit

$$dP = I\,dV + V\,dI,$$

et pour la puissance maximale

$$\left(\frac{dV}{dI}\right)_0 = -\frac{V_0}{I_0} \tag{123}$$

ou, approximativement,

$$\frac{\Delta V}{\Delta I} \sim -\frac{V_0}{I_0}. \tag{124}$$

Exprimons la résistance R (optimale pour le rendement) en fonction de la résistance R_0 (optimale pour la puissance)

$$R = \frac{V}{I} = \frac{V_0}{I_0}\,\frac{\left(1+\dfrac{\Delta V}{V_0}\right)}{\left(1+\dfrac{\Delta I}{I_0}\right)} \sim R_0\left(1-2\frac{\Delta I}{I_0}\right) \tag{125}$$

et la puissance optimale pour le rendement en fonction de la puissance maximale de la diode convertisseuse

$$P \sim P_m\left[1-\left(\frac{\Delta I}{I_0}\right)^2\right]. \tag{126}$$

D'autre part, la puissance développée dans la charge de résistance R_L ($R_L = R - R_j$) est

$$P_L = \frac{P}{1+\dfrac{R_j}{R}} \sim P\left[1-\frac{R_j}{R_0}-\frac{2R_j\,\Delta I}{R_0 I_0}\right] \tag{127}$$

et en introduisant l'équation (126),

$$P_L \sim P_m\left[1-\left(\frac{\Delta I}{I_0}\right)^2-\frac{R_j}{R_0}-\frac{2R_j\,\Delta I}{R_0 I_0}\right]. \tag{128}$$

En différentiant l'équation (128), on a

$$\frac{dP_L}{d(\Delta I)} \sim 2V_0\left[-\frac{\Delta I}{I_0}-\frac{R_j}{R_0}\right], \tag{129}$$

et en utilisant (124)

$$\frac{dP_L}{d(\Delta I)} \sim 2\Delta V - 2I_0 R_j. \tag{130}$$

D'autre part, la valeur de $\frac{dP_L}{d(\Delta I)}$ peut être obtenue à l'aide des relations (117), (120) et (122) :

$$\frac{dP_L}{d(\Delta I)} = \frac{P_L}{Q_t}(\Phi_1 + V_m + V_T - I_0 R_j). \tag{131}$$

En égalant les équations (130) et (131), on obtient

$$\Delta V \sim \frac{\beta_j}{2}(\Phi_1 + V_m + V_T) + \left(1-\frac{\beta_j}{2}\right) I_0 R_j. \tag{132}$$

R_j peut se calculer simplement à l'aide de la relation différentielle

$$\left(\frac{\partial P_L}{\partial R_j}\right)_P = \frac{P_L}{Q_t}\left(\frac{\partial Q_t}{\partial R_j}\right)_P, \tag{133}$$

ou

$$\left(\frac{\partial P_L}{\partial R_j}\right)_P = -\frac{d}{dR_j}(I^2 R_j) = -I^2 \tag{134}$$

et

$$\left(\frac{\partial Q_t}{\partial R_j}\right)_P \sim \frac{dQ_c}{dR_j} = \frac{\overline{K}}{2R_j}(T_1 - T_0) - \frac{1}{2}I^2, \tag{135}$$

ce qui donne

$$R_j = \frac{1}{I}\sqrt{\frac{2\beta}{2-\beta}\,\frac{\overline{K}}{2}(T_1 - T_0)}. \tag{136}$$

Connaissant maintenant la variation de tension à l'aide de la relation (132), on peut trouver la variation du courant (124). On peut également calculer la puissance P_L à partir de (128) et R_L à l'aide des relations (136) et (137),

$$R_L = R - R_j \tag{137}$$

La première évaluation du rendement se fait par l'équation (74); mais si la valeur finale calculée en est très différente, un procédé par itération doit être utilisé.

4.5. Facteurs de mérite.

Ce sont des cas d'espèce qui ne peuvent être évalués en chiffres par l'ingénieur de réalisation qu'à partir des données technologiques particulières. On se limite donc ici à une simple énumération de ces facteurs de mérite.

Puissance par unité de poids. — Ce facteur lie à la densité de puissance le poids des matériaux utilisés et celui des accessoires. Il joue surtout un rôle dans des applications non terrestres.

Puissance par unité de volume. — Ce facteur lie la densité de puissance et la densité des matériaux utilisés. Il reflète plutôt le degré d'encombrement de la structure complète et joue également un rôle dans des applications non terrestres.

Énergie par unité de poids, énergie par unité de volume. — Ces deux facteurs font intervenir la durée de vie du convertisseur, celle-ci est évidemment égale à la plus courte des durées de vie des

divers éléments. Dans tous les convertisseurs où l'on demande plus qu'un régime instantané — régime allant de quelques minutes à quelques dizaines d'heures — ces facteurs deviennent importants.

Prix par unité d'énergie. — Il tient compte des frais de réalisation et d'entretien et devient primordial quand il est question de savoir si le convertisseur peut remplacer un système déjà utilisé.

5. RÉALISATIONS ET LEURS PROBLÈMES.

5.1. Problèmes posés par les réalisations.

5.1.1. Choix du matériau émetteur. — Le problème est de trouver un matériau qui puisse être porté à une température T_1 suffisamment élevée afin d'obtenir de fortes densités de courant de saturation, mais l'élévation de la température T_1 est limitée par la vitesse d'évaporation w qui est fonction exponentielle de T_1 :

$$w = C\, e^{-\frac{Q}{kT_1}}, \tag{138}$$

C, constante de matière;

Q, chaleur apparente d'évaporation exprimée en électron-volts;

w et C s'expriment en nombre de particules évaporées par unités de temps et de surface dans l'angle solide 2π.

Par conséquent, lorsqu'on se propose de réaliser un émetteur à grande densité d'émission thermoélectronique I_S, on peut se fixer une vitesse d'évaporation tolérable w' et chercher quel sera le matériau à travail de sortie Φ compatible. Pour cela, on

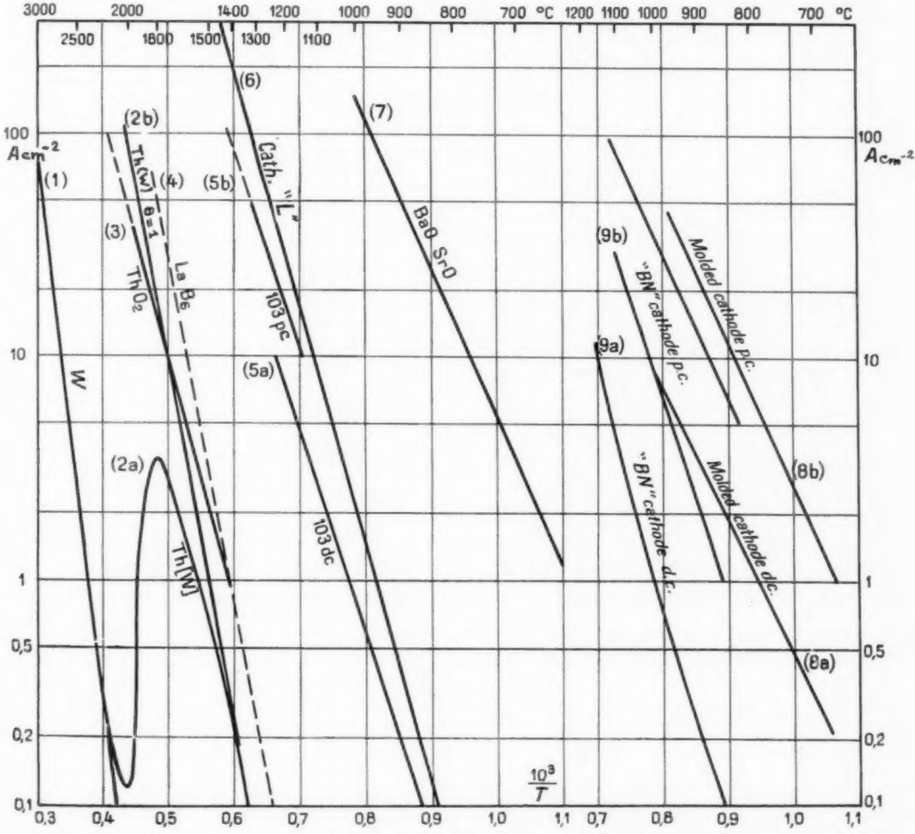


Fig. 23. — Densité de courant de saturation à champ zéro à l'émetteur en fonction de l'inverse de la température pour quelques types d'émetteurs thermoélectroniques.

(Les références des chiffres sont indiquées page 201).

exprime le courant de saturation I'_s en tenant compte de la relation (138) :

$$(139) \qquad I'_s = A\left(\frac{Q}{k \operatorname{Log}_e \frac{C}{w'}}\right)^2 e^{-\frac{e\Phi}{Q}\operatorname{Log}_e \frac{C}{w'}}.$$

Puisque $\frac{C}{w'} > 1$, I'_s est d'autant plus grand que C est petit, que Q est grand, et surtout que le rapport $\frac{e\Phi}{Q}$ est petit. Or, $e\Phi$ et Q sont des grandeurs énergétiques de surface et font partie des propriétés de volume des molécules ou des atomes; elles ont donc tendance à varier dans le même sens lorsqu'on change de matériau, d'où la difficulté de réaliser une valeur faible du rapport $\frac{e\Phi}{Q}$. Comme il est difficile d'exprimer C, $e\Phi$ et Q en fonction des propriétés atomistiques, on doit opérer par voie empirique :

— en traçant par exemple deux abaques, l'une donnant des valeurs mesurées de la densité du courant de saturation en fonction de la température (*fig.* 23), l'autre la vitesse d'évaporation en fonction de la température (*fig.* 24);

— en déterminant la température T_1 correspondant à w' donnée et en cherchant une valeur de I'_s pour T_1.

Autrement dit, on caractérise le matériau émetteur par son courant de saturation à la température imposée par la vitesse d'évaporation. On peut aussi le caractériser par le rapport du nombre d'électrons ν'_s émis par unité de temps et d'aire à la vitesse d'évaporation w'.

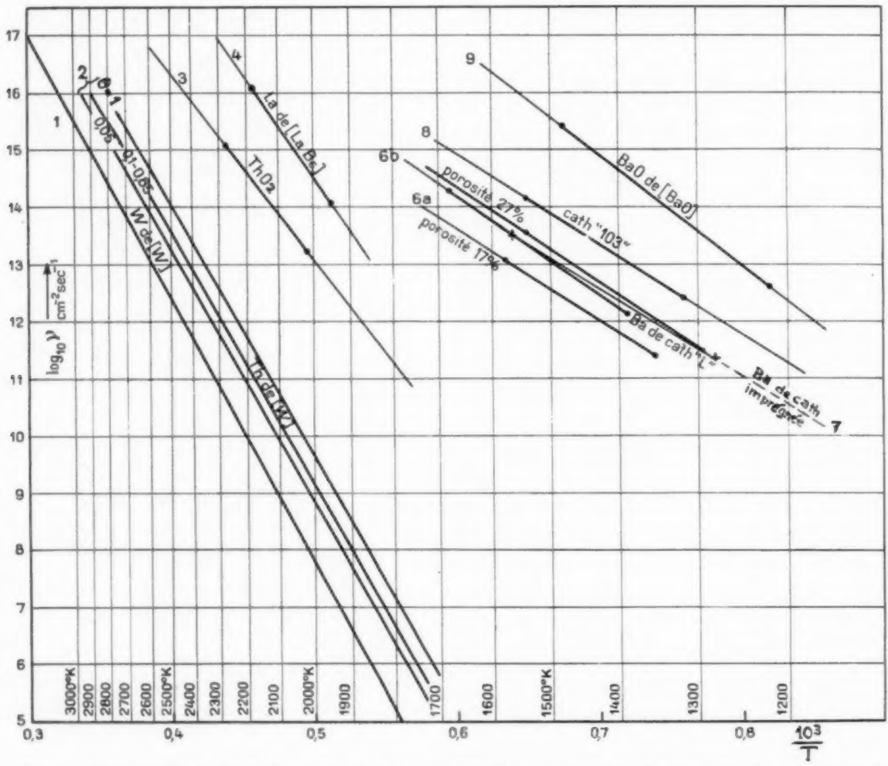


Fig. 24. — Vitesse d'évaporation exprimée au nombres de particules par seconde et par centimètre carré d'aire émissive en fonction de l'inverse de la température pour certains matériaux thermoélectroniques.
(Les références des chiffres sont indiquées page 202).

Exemple. — Lorsqu'on se fixe $w' = 3{,}5 \cdot 10^{14}$ atomes ou molécules cm^{-2}.s^{-1}, on obtient :

Matériaux.	T_1 (°K).	I'_s (A cm^{-2}).	$10^{-6} \cdot \frac{\nu'_s}{w'}$.
Tungstène...........	2 820	3,8	0,07
Thorine.............	2 250	40	0,7
« 103 ».............	1 615	28	0,5

5.1.2. Choix du matériau collecteur. — Comme on a vu, le travail de sortie du matériau collecteur doit être le plus faible possible.

a. Cas de la diode au césium. — On peut penser à utiliser par exemple des corps poreux contenant des substances à base de palladium, d'antimoine ou d'oxydes dont l'état de surface favorise la formation d'un corps à faible travail de sortie, 1 eV, stable sous pression de césium.

Mais en général ce faible travail de sortie est modifié par l'apport de matière de l'émetteur. Il faut donc concevoir un système capable de conserver son travail de sortie pendant le fonctionnement prolongé du convertisseur. C'est à cause de cela qu'on a envisagé de faire un collecteur liquide à circulation qui permet l'immersion de la matière projetée. Le plus simple de ces collecteurs bains est constitué par du césium pur, ce qui a toutefois l'inconvénient de rendre le travail de sortie relativement élevé, 1,89 eV.

b. Cas de la diode à vide. — La diode à vide est considérée actuellement, par suite du faible écartement des électrodes, comme un convertisseur fonctionnant à faible température, autour de 1500°K; par conséquent, le matériau émetteur doit avoir un travail de sortie voisin de 2 eV.

Le matériau collecteur qui doit avoir un travail de sortie aussi faible que possible, doit également être stable sous vide (pendant le fonctionnement de la diode), ce qui exclut les choix pouvant être faits pour la diode au césium. La recherche du matériau collecteur est dans ce cas directement liée à celle du matériau émetteur; il faut donc choisir des matériaux collecteur et émetteur compatibles, c'est-à-dire ayant des constituants de bases analogues.

On aperçoit donc tout de suite la difficulté de maîtriser les transports de matière d'une électrode sur l'autre, transport qui tend à uniformiser les travaux de sortie et à diminuer par conséquent la puissance de conversion.

Une des possibilités pour choisir des matériaux collecteur et émetteur « compatibles » réside dans l'emploi de cathodes à oxydes alcalinoterreux mixtes de compositions différentes. On peut, par exemple, choisir pour collecteur une solution solide de BaO-SrO, et pour émetteur une solution solide de SrO-CaO. Comme on sait [49], c'est parmi cette dernière composition qu'on peut trouver des travaux de sortie voisins de 2 eV, et parmi les compositions contenant de l'oxyde de baryum qu'on trouve les plus faibles travaux de sortie. A la température de l'émetteur, les vitesses d'évaporation des deux oxydes le constituant étant très différentes, il n'y a pratiquement que l'oxyde de strontium qui s'évapore vers le collecteur. Le même raisonnement conduit à dire que seul l'oxyde de baryum quitte le collecteur vers l'émetteur. Il est bien évident que les températures de l'émetteur et du collecteur doivent être compatibles. L'oxyde de strontium évaporé de l'émetteur et condensé en très mince couche sur le collecteur ne change pas le travail de sortie de ce dernier, car de toute manière la couche superficielle voisine de 1000 couches monomoléculaires d'un émetteur BaO-SrO est constituée par de l'oxyde de strontium. D'autre part, l'oxyde de baryum évaporé du collecteur ne reste pas sur l'émetteur étant donnée la température élevée de celui-ci.

Ces considérations théoriques ont été confirmées par nos expériences.

5.1.3. Création d'un champ magnétique interne. — Le courant d'émission thermoélectronique produit un champ magnétique interne qui dévie les électrons et réduit donc considérablement le nombre d'entre eux pouvant atteindre le collecteur; par suite, le rendement de conversion diminue [50].

Ce phénomène est négligeable dans le cas des convertisseurs à vide fournissant des densités de courant relativement faible. Par contre, dans le cas des convertisseurs à césium, où les densités de courant peuvent être de 60 A cm^{-2} pour un émetteur chauffé à 2 600°K [51], il doit être pris en considération. Pour pallier à cet inconvénient on peut utiliser un champ magnétique externe parallèle à la direction du courant, champ magnétique qui peut d'ailleurs être modulé et permettre ainsi l'obtention directe de courant alternatif. Mais la façon la plus simple d'éviter l'effet nocif du champ magnétique interne est de le diminuer jusqu'à rendre négligeable ses conséquences, c'est-à-dire qu'on doit diminuer le courant en recherchant la surface émettrice optimale pour un matériau émetteur donné [52]. Les auteurs dernièrement cités ont mis au point un convertisseur à champ magnétique négligeable, avec comme matériau émetteur le molybdène.

5.2. **Réalisations.**

Afin de pouvoir se faire une idée des performances et des applications techniques possibles, on résume ci-après quelques caractéristiques spécifiques tirées des publications. Les indications ne sont pas toujours complètes et n'ont souvent pas la même qualité, quelques-unes représentent seulement des estimations, d'autres des considérations techniques sans conditions de mesures et d'évaluations. Toutefois,

elles permettent de dégager les grandes lignes d'évolution.

5.2.1. Diodes a vide. — Une des premières suggestions visant l'exploit technique de la conversion thermoélectronique a été faite par Champeix [3] en 1950 : la cathode d'une diode à vide était chauffée par un projecteur et la puissance thermoélectronique recueillie faisait tourner un petit moteur. Lorsqu'on chauffait aussi l'anode, par un deuxième projecteur, le moteur s'arrêtait.

Notons que la densité de courant en court-circuit était 3 A cm^{-2} et que des densités de puissance de l'ordre de 1 W cm^{-2} ont été mesurées.

Se fondant sur cette étude, Hatsopoulos, Welsh et Langberg [53] ont signalé la conception d'un convertisseur à vide pouvant avoir un rendement de 10 % et un facteur de mérite puissance par unité de poids de 55 W kg^{-1}.

Linden et Daniel [54] parlent de la possibilité d'un convertisseur à vide pouvant fournir une densité de puissance de l'ordre de 0,3 W cm^{-2} avec

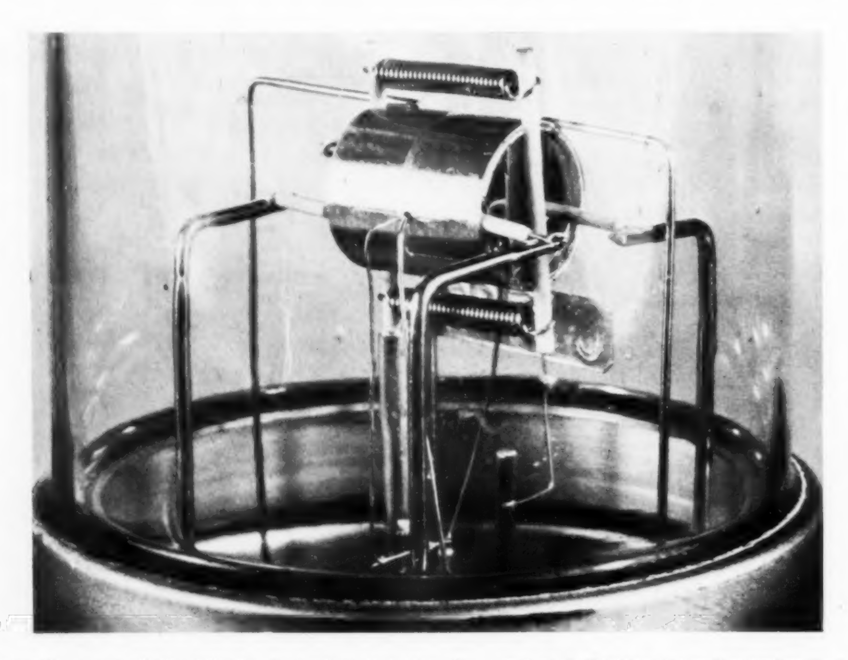


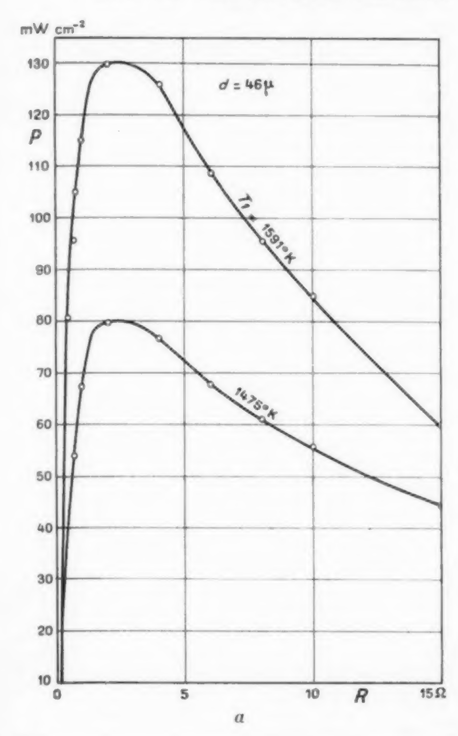
Fig. 25. — Exemple d'une diode d'étude de surface émissive de 1 cm^2 et à distance inter-électrodes de 50 μ. L'émetteur et le collecteur peuvent être chauffés par un filament, la température des électrodes peut être mesurée à l'aide d'un micropyromètre optique ou de thermocouples.

Les premières mesures approfondies semblent dues à Hatsopoulos et Kaye [18] qui examinèrent des diodes d'essai dont l'émetteur et le collecteur étaient des cathodes à réservoir de baryum du type « tungstène imprégné », disposées à une distance de 25 μ. Voici quelques chiffres relatifs au maximum de rendement :

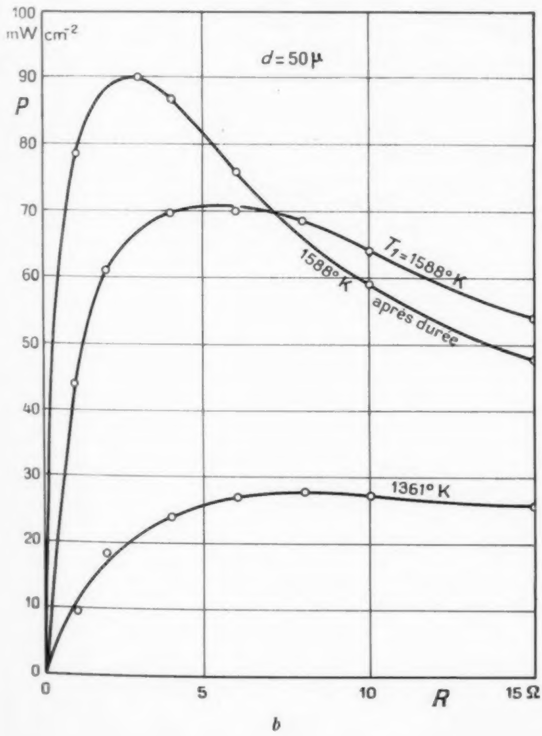
Température de l'émetteur (°K)...........	1 538
» du collecteur (°K)...........	811
Densité de courant (A cm^{-2})...............	1,1
» puissance (W cm^{-2})...............	0,63
Rendement « semi-idéal » (%)...............	13

un facteur de mérite puissance par unité de poids de 44 W kg^{-1}.

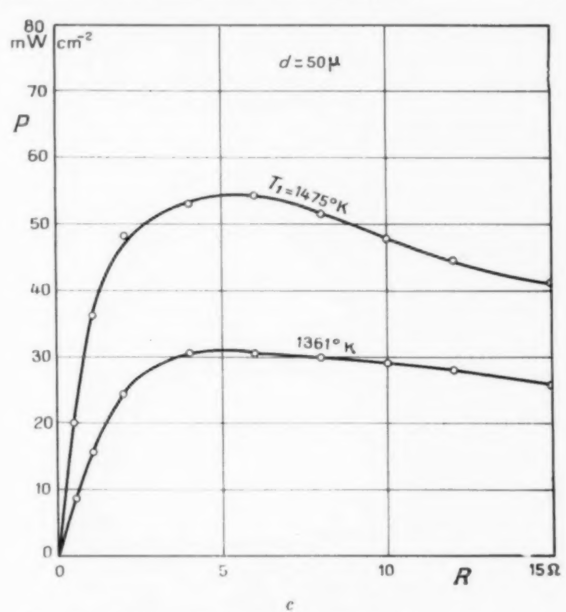
Wilson [55], [56] cite Beggs qui a construit des convertisseurs à électrodes planes parallèles avec une distance inter-électrode comprise entre 5 et 50 μ. L'émetteur et le collecteur étaient légèrement recouverts d'une couche d'oxydes mixtes alcalino-terreux (BaO-SrO). Comme on sait, le travail de sortie d'une telle couche possède un coefficient de température positif; par conséquent, si l'émetteur a un travail de sortie de 1,7 eV, le collecteur en a un d'environ 1,4 eV. Le matériau s'évaporant de l'émetteur et se déposant sur le collecteur aide à y



a



b



c

Fig. 26. — Mesures des caractéristiques, puissance de conversion, résistance de la charge de diodes « sèches » à électrodes planes-parallèles. La distance inter-électrodes est de 50 μ et la surface émissive de 1 cm².

a. Diode C 955. Émetteur : cathode imprégnée (tungstène poreux imprégné d'aluminates alcalino-terreux);

b. Diode C 850. Émetteur : cathode imprégnée;

c. Diode C 853. Émetteur : cathode à oxydes alcalino-terreux préparée par centrifugation.

maintenir une faible valeur du travail de sortie du collecteur, condition favorable pour une longue durée. Performances obtenues :

Température de l'émetteur (°K)..........	1373
Densité de puissance (W cm⁻²)..........	1,0
Rendement global (%)..................	4,5

D'après certaines informations [8] il semble que la General Electric Company fabrique maintenant commercialement des convertisseurs analogues pouvant fournir une puissance de l'ordre du watt pour une température d'émetteur de 1373°K.

Nos propres expériences ont été faites avec des diodes dont la distance émetteur-collecteur était de 50 μ (*fig.* 25). Les matériaux utilisés comme émetteur étaient des mélanges d'oxydes alcalino-terreux ou du tungstène imprégné d'aluminates alcalino-terreux. Quant aux matériaux collecteur, c'étaient le plus souvent des mélanges d'oxydes alcalino-terreux.

[8] Presse U. S. A. du mois d'août 1960.

Parmi les trois exemples cités ci-dessous, les deux premiers sont relatifs à des émetteurs en tungstène imprégné et le troisième à un émetteur constitué par un mélange d'oxydes alcalino-terreux.

Diode C 955 (*fig.* 26 *a*) :

$$T_1 = 1\,591^{\circ}\text{K}, \qquad P = 130\ \text{mW cm}^{-2}.$$

Diode C 850 (*fig.* 26 *b*) :

$$T_1 = 1\,588^{\circ}\text{K}, \qquad P = 90\ \text{mW cm}^{-2}.$$

Diode C 853 (*fig.* 26 *c*) :

$$T_1 = 1\,475^{\circ}\text{K}, \qquad P = 54,1\ \text{mW cm}^{-2}.$$

Notons que les couches d'oxydes doivent être très minces pour diminuer leur résistivité. Dans ce but on a utilisé, entre autres, la méthode dite par centrifugation [57].

5.2.2. Diodes a césium. — Une des premières indications relatives à des réalisations visant l'exploit technique de la diode à césium revient aux travaux de Wilson [58] :

Densité de courant indiquée ($A\ cm^{-2}$)............	3,5
» » estimée possible ($A\ cm^{-2}$).....	10
F. é. m. à circuit ouvert (V)....................	2 à 3
Rendement indiqué (%)........................	8
» estimé possible (%)..................	30

Hernquist, Kanefsky et Norman [8] ont effectué des mesures sur une diode au césium ayant pour émetteur un ruban de tungstène, et un bloc en nickel comme collecteur :

Température du césium (°C)............	110
» de l'émetteur (°K).........	2 910
Densité de courant ($A\ cm^{-2}$)............	7,7
» puissance ($W\ cm^{-2}$)..........	19,2
Rendement semi idéal.....(%)..........	10,4

Grover, Roehling, Salmi et Pidd [59] ont évalué les performances d'un convertisseur au césium à émetteur en tantale et à collecteur en cuivre :

Température du césium (°C)..............	253
» de l'émetteur (°K).........	1 903
Densité de courant ($A\ cm^{-2}$)............	14,5
» puissance ($W\ cm^{-2}$)..........	10
Rendement global (%)..................	5

Wolff [60] a décrit un convertisseur d'énergie solaire au césium et a indiqué les performances :

Température de l'émetteur (°K).....	Env. 2 500
Densité de puissance ($W\ cm^{-2}$).....	» 20
Rendement (%)....................	15 à 20

Wilson [61] a fait des mesures sur une diode au césium comportant deux filaments de tungstène, le premier servant d'émetteur et le deuxième, à température plus élevée, de producteur d'ions :

Température du césium (°C)............	291
Densité de courant ($A\ cm^{-2}$)...........	4,06
» puissance ($W\ cm^{-2}$)..........	3,1
Rendement (%)........................	9,2

Dans une autre expérience [55], il a utilisé un seul filament, la température de ce dernier et la température du césium étant choisie de manière à ajuster le travail de sortie du filament à une valeur comprise entre 1,8 et 2,2 eV :

Température de césium (°C)........	250 à 320
Densité de puissance ($W\ cm^{-2}$).....	18,5
Rendement (%)....................	13,5

Une expérience a été faite par Houston [62] avec un émetteur en tungstène thorié et un collecteur en cuivre. On note la relativement faible température de l'émetteur dont le potentiel de sortie de Richardson est inférieur au potentiel d'ionisation du césium :

Température du césium et du collecteur (°C).	175
» de l'émetteur (°K).........	2 200
Densité de courant ($A\ cm^{-2}$)............	14,5
» puissance ($W\ cm^{-2}$)..........	3,2
Rendement global (%)..................	7

Wilson [56] a récemment décrit un convertisseur spatial d'énergie solaire (*fig.* 27) qui appartient à la catégorie des diodes à césium pour lesquelles le travail de sortie de l'émetteur est fonction de son recouvrement par le césium.

En régime stationnaire, les différentes températures sont ajustées de façon que :

— le travail de sortie de l'émetteur en tungstène soit environ 3 eV;

— le nombre d'ions formé soit suffisant;

— le collecteur soit recouvert de césium;

— les isolants ne soient pas des endroits favorables à l'accumulation de césium.

Température du césium (°C)............	320
» de l'émetteur (°K)..........	2 103
Densité de courant ($A\ cm^{-2}$)............	5,6
» puissance ($W\ cm^{-2}$)..........	7,6
Rendement (%)........................	15

Notons que ce convertisseur pèse 290 g, ce qui correspond à un facteur de mérite puissance par unité de poids de 294 $W\ kg^{-1}$.

L'équipe de R. C. A. [52], [63] a développé un autre convertisseur technique au césium (*fig.* 28), destiné à utiliser la chaleur des gaz d'échappement des fusées et pouvant servir d'approvisionnement d'énergie électrique aux organes de contrôle de la fusée et à son équipement électronique. L'émetteur est en molybdène, le collecteur en cuivre. Le convertisseur a été mesuré en chauffant l'émetteur par bombardement électronique et par rayonnement :

Température du césium et du collecteur (°C).....	150-250
» de l'émetteur (°K)...............	2 525
Densité de courant (A cm^{-2})..................	1,1
» puissance (W cm^{-2})................	2,2
Rendement global (%)........................	3,25

Une réalisation très avancée a été signalée récemment par la General Atomic Division-San Diego [64]. Le convertisseur en question possède un émetteur constitué par un combustible nucléaire : carbure d'uranium ou de zirconium. Un prototype de 90 W de puissance utile avec un émetteur enrichi de ^{235}U a été essayé sur le réacteur « Triga » et a donné les caractéristiques suivantes :

Température de l'émetteur (°K)..........	2 200
Densité de puissance (W cm^{-2})..........	21
Rendement global (%)..................	10

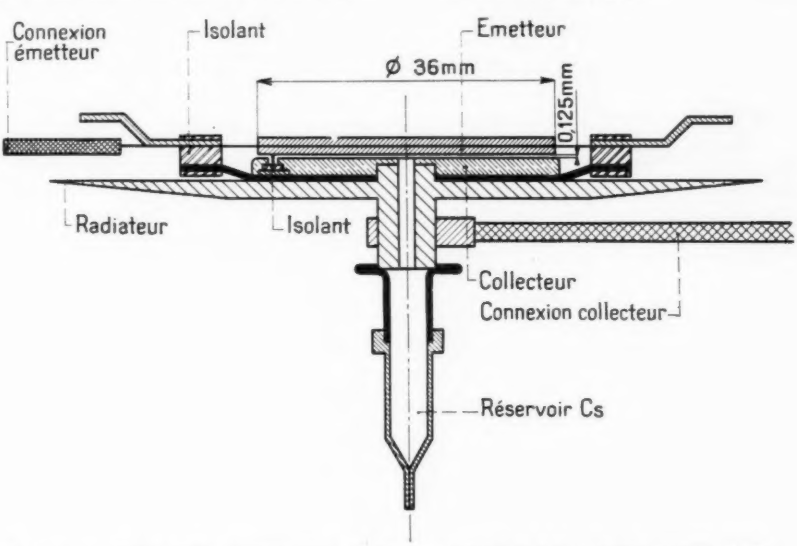


Fig. 27. — Coupe d'un convertisseur à césium d'énergie solaire (d'après Wilson [56]).

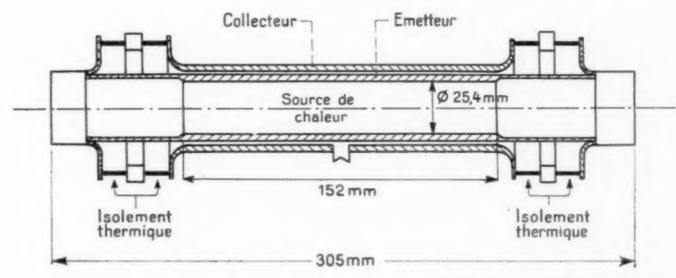


Fig. 28. — Coupe d'un convertisseur à césium de gaz chauds (d'après Block, Corregan, Eastman, Hernquist et Hills [52]).

On a observé que le convertisseur fournit, sous certaines conditions de régime, un courant électrique purement continu, et que d'autres conditions donnent naissance à une composante alternative importante d'une fréquence de 100 kc s^{-1}.

Pidd et l'équipe de Los Alamos Scientific Laboratory [65] ont montré que certains carbures pouvaient être utilisés comme émetteur. Mais le carbure d'uranium qui a une bonne émission thermoélectronique subit mal le cyclage thermique, alors que le carbure de zirconium y résiste bien tout en ayant

une émission thermoélectronique pas trop mauvaise. Un compromis a donc été fait en le polycarbure (ZrC) 0,8 (UC) 0,2 qui a une émission thermoélectronique 1600 fois plus élevée que celle du tantale pur.

Dans une extension approfondie de ce travail, Ranken, Grover et Salmi [66] sont arrivés à réaliser les performances suivantes :

Température du césium (°C)	350
» de l'émetteur (°K)	2 710
Densité de puissance ($W\ cm^{-2}$)	30
Rendement (%)	15

Dernièrement, avec un convertisseur au césium de structure cylindrique à émetteur en molybdène, Rasor [67] a obtenu les résultats indiqués ci-dessous :

	Résultats	
	mesurés.	extrapolés
Température du césium (°C)	306	346
» de l'émetteur (°K)	1 923	2 073
Densité de courant ($A\ cm^{-2}$)	8,5	15,5
» puissance ($W\ cm^{-2}$)	8,5	17
Rendement (%)	16	21
Distance inter-électrode (μ)	200	–



Fig. 29. — Exemple d'une diode d'étude convertisseuse à remplissage de césium. L'émetteur est chauffé par une source de courant haché. La diode est placée dans une étuve dont la température (100 à 300°C) définit la pression de la vapeur saturante du césium.

Nos propres expériences ont été faites avec des diodes comportant des collecteurs en cuivre ou en nickel et trois catégories principales d'émetteur dont deux à échiquier de travail de sortie (fig. 29 et 30):

Émetteur en tungstène :

Température de l'émetteur (vraie) (°K)	3 250
» du césium (°C)	100
Distance inter-électrodes (mm)	0,7
Densité de puissance ($W\ cm^{-2}$)	22,9
Rendement semi-idéal (%)	9,1

Émetteur en 103 + Mo :

	Z_1	D 63.
Température de l'émetteur (vraie) (°K)	1 650	1 540
» du césium (°C)	300	280
Distance inter-électrodes (mm)	0,2	0,7
Densité de puissance ($W\ cm^{-2}$)	0,86	0,60
Rendement semi-idéal (%)	3,6	2,5

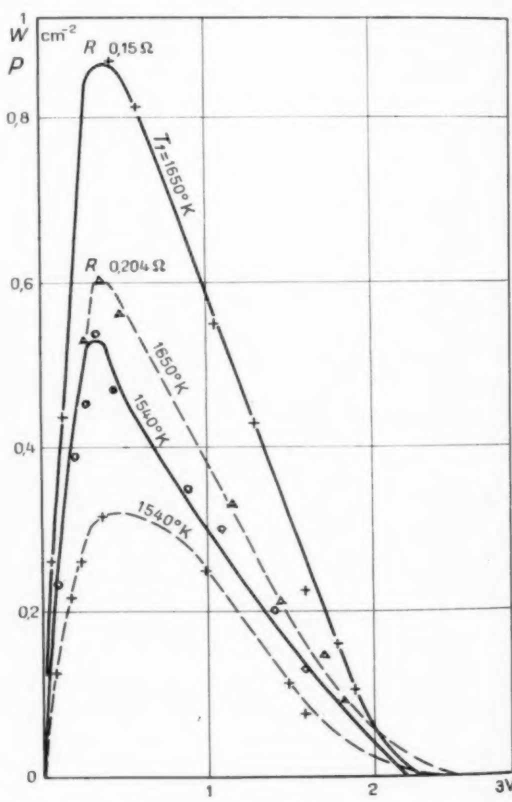


Fig. 30. — Mesures des caractéristiques densité de puissance-force électromotrice des diodes « humides » pour différentes températures d'émetteur T_1 et d'étuve T_{Cs}.

a. Diodes D 63 et Z 1 : Émetteur, cathode « 103 »; surface émissive, 0,20 cm²; Distance émetteur collecteur, 0,7 mm pour D 63 et 0,2 mm pour Z 1; Température césium, 280°C pour D 63 et 300°C pour Z 1.

Émetteur en $ThO_2 + Mo$:

	C 643.	C 605.
Température de l'émetteur (vraie) (°K)....	2 620	2 620
» du césium (°C).............	300	280
Distance inter-électrodes (mm)...........	0,3	1
Densité de puissance (W cm⁻²)..........	14,6	7,7
Rendement semi-idéal (%)..............	10,4	5,5

6. CONCLUSIONS.

Après avoir essayé de donner une vue d'ensemble sur les différents aspects de la conversion directe chaleur-électricité par les diodes thermoélectroniques, il est normal de se demander quelles en seront les applications possibles dans l'avenir. Pour cela on peut retracer brièvement l'évolution des études physiques et technologiques durant ces dernières années.

A part quelques tentatives isolées dans le passé, les premières réalisations datent de moins de cinq ans alors que les premières études théoriques et expérimentales sont vieilles de plus de dix ans.

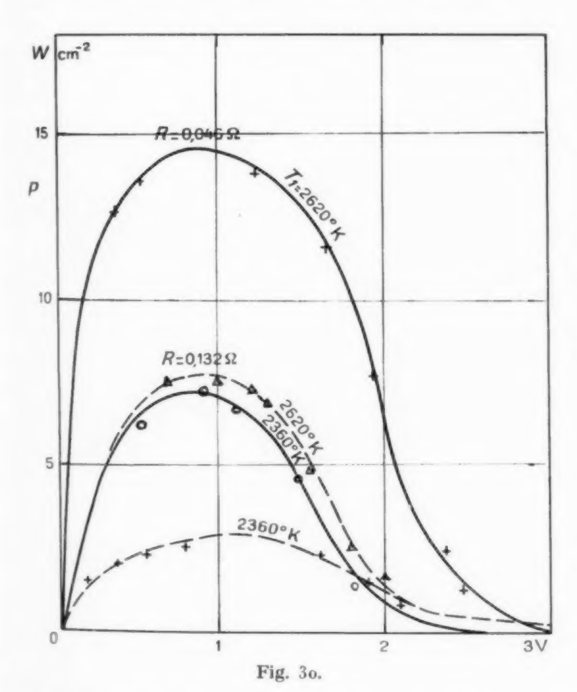


Fig. 30.

b. Diodes C 605 et C 643 : Émetteur, thorine sur molybdène poreux fritté; Surface émissive, 0,24 cm²; Distance émetteur-collecteur, 1,0 mm pour C 605 et 0,3 mm pour C 643; Température césium, 280°C pour C 605 et 300°C pour C 643.

Les études ont été ralenties par une insuffisance de connaissances techniques qui repoussait le convertisseur thermoélectronique au second plan à cause de sa petite densité de puissance et de son faible rendement (quelques pour-cents).

Pendant ces dernières années les progrès ont été rapides et les rendements sont actuellement voisins de 20 %, valeur qui est environ deux fois plus élevée que celle des rendements des meilleures piles solaires à effet photovoltaïque et des convertisseurs thermoélectriques.

Ces valeurs de rendement ainsi que celles de densité de puissance ($15\ W\ cm^{-2}$) justifient maintenant la raison d'être du convertisseur thermoélectronique parmi les convertisseurs directs chaleur-électricité de conception simple et exempt de pièces mobiles.

On peut donc espérer la naissance prochaine d'engins terrestres et spatiaux après l'élimination progressive des problèmes restant encore à étudier.

6.1. Problèmes à étudier.

Ils sont de deux natures :

— problèmes de physique théorique relatifs à la compréhension des phénomènes de base;

— problèmes technologiques relatifs aux réalisations.

a. Problèmes de physique théorique. — On a vu que la conversion chaleur-électricité par les diodes à vide ne renferme plus de problème de ce genre.

Par contre, dans le cas des diodes à remplissage gazeux il reste à étudier la physique du gaz ionisé se trouvant dans l'espace inter-électrode, à savoir :

— phénomène de production d'ions;

— transport des particules, surtout quand les conditions de régime sont favorables à la formation de gaine au voisinage des parois;

— problèmes d'oscillations dans le plasma qui pourraient être éventuellement exploités pour produire du courant alternatif.

b. Problèmes technologiques. — Problèmes primordiaux :

— Choix d'un matériau émetteur s'adaptant le mieux possible aux conditions de température et de durée de fonctionnement;

— Choix du matériau collecteur à travail de sortie le plus faible possible en tenant compte du transport de matière.

Problèmes technologiques secondaires : Ces problèmes concernent les éléments accessoires des diodes convertisseuses; ce sont :

— la recherche des modes de chauffage de l'émetteur, et l'adaptation du convertisseur aux structures existantes telles que réacteur nucléaire, fusée, fours solaires en recherchant les pertes minima de chaleur;

— la recherche des modes de refroidissement du collecteur (par fluide ou par rayonnement);

— la suppression de fuites (à travers les parties chaudes de l'enceinte, par exemple par diffusion de gaz);

— l'attaque chimique par le césium de certains matériaux se trouvant à températures élevées, et la formation de composés ou alliages du césium avec les métaux;

— la construction de grandes surfaces émettrice et collectrice à faible distance.

6.2. **Applications possibles.**

Les convertisseurs thermoélectroniques étant des engins destinés à travailler à des températures élevées (1300 à 3000°K), plusieurs sources de chaleur peuvent être prises en considération :

— l'énergie nucléaire;
— les gaz de combustion;
— l'énergie solaire.

a. Énergie nucléaire. — L'émetteur serait chauffé au cœur du réacteur par l'énergie nucléaire, et le collecteur serait léché par le fluide de refroidissement du réacteur (*fig.* 31). La température de ce fluide de refroidissement est environ de 600°K, il n'y aurait donc aucun inconvénient à maintenir le collecteur à cette température, car les matériaux actuels à plus faible travail de sortie (1 eV) ont une émission de saturation négligeable à cette température (16 mA cm^{-2}) (*fig.* 8).

La chaleur apportée par le fluide de refroidissement pourrait être ensuite convertie en électricité, soit par les convertisseurs classiques (turbine-génératrice), soit par les convertisseurs thermoélectriques. Wilson préconisant le système classique évalue son rendement global à 44 %. La deuxième possibilité a été envisagée par l'équipe de la General Atomic Division qui utilise des matériaux supportant des températures élevées, par exemple le sulfure de thorium (type *p*) et le sulfure de cérium (type *n*).

b. Gaz de combustion. — Comme le montre la réalisation (*fig.* 28), des gaz chauds de combustion peuvent être utilisés. La figure 32 suggère qu'un tel convertisseur pourrait être chauffé directement par la combustion d'une flamme.

c. Énergie solaire. — N'oublions pas l'énergie la plus répandue de notre système planétaire : le rayonnement solaire (9). L'utilisation de cette source d'énergie par le convertisseur thermoélectronique sur

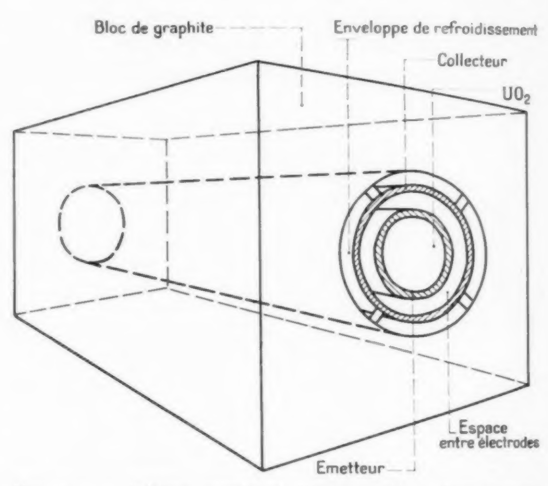


Fig. 31. — Schéma montrant l'incorporation d'un convertisseur thermoélectronique dans une unité de réacteur nucléaire (d'après Hernquist [35]).

terre est en principe possible, mais trois problèmes limitent son exploitation :

— le stockage de l'énergie électrique;
— la protection de l'émetteur contre la corrosion à l'air libre;
— l'augmentation des pertes de chaleur par convection.

Les deux derniers problèmes conduisent donc à prévoir une paroi de séparation transparente (*fig.* 33), ce qui entraîne une limitation du rendement (absorption d'énergie) et de la puissance totale (dimensions limitées de cette paroi).

Par contre, lorsqu'on envisage d'exploiter l'énergie solaire dans l'espace, les deux derniers problèmes ne se posent plus, et le premier problème ne se pose

(9) A titre indicatif la constante solaire [68] :
0,1322 W cm^{-2} à l'extérieur de l'atmosphère terrestre;
0,0568 » au niveau de la planète Mars;
0,0740 » au niveau de la mer.

qu'en cas d'insolation périodique. Il semble que dans ce domaine le convertisseur thermoélectronique peut concurrencer les piles solaires, son rendement étant



Fig. 32. — Convertisseur à césium à émetteur chauffé par flamme.



Fig. 33. — Convertisseur à césium d'énergie solaire, avec fenêtre en saphir.

plus élevé et son encombrement plus restreint. Toutefois, cet encombrement est fonction des systèmes de concentration de l'énergie solaire, qui peuvent être comme les miroirs à grandes performances existant déjà [68] relativement grands.

Dans le convertisseur décrit par Wilson [56], les facteurs de mérite puissance par unité de poids ont été établi comme il suit : le convertisseur fournit 85W et pèse 290 g, d'où un facteur de 294 $W\,kg^{-1}$; en tenant compte du facteur de mérite du miroir (100 $W\,kg^{-1}$) et du poids des connexions (700 g), on atteint un facteur de mérite global de 49 $W\,kg^{-1}$ et ajoutant le poids des batteries servant à accumuler l'énergie électrique, le facteur de mérite diminue jusqu'à 11 $W\,kg^{-1}$. Si l'on arrivait à améliorer sensiblement les facteurs de mérite des accessoires, il serait alors intéressant d'augmenter le facteur de mérite du convertisseur ce qui semble tout à fait possible par l'emploi de métaux légers tel que le titane (densité : 4,5 $g\,cm^{-3}$) et le béryllium (densité : 1,85 $g\,cm^{-3}$). Dans ce cas, le rapport puissance sur poids pour le convertisseur serait équivalent à celui des moteurs à explosion, à savoir 1 $kW\,kg^{-1}$.

Remarque. — Étant donné que le convertisseur à césium est un dispositif de conversion à courant continu à très faible impédance, il pourrait servir à la génération de champs magnétiques, par exemple pour des tubes électroniques à grande puissance

(tubes du type « M » dont le « torotron »), pour des engins destinés à l'étude des plasmas de même que pour le convertisseur magnétohydrodynamique.

6.3. Avenir des convertisseurs à vide et à césium.

Lorsqu'on se demande lequel des deux types de convertisseurs est le plus intéressant, il est difficile de se prononcer d'une manière définitive.

La diode à vide a l'avantage de pouvoir fonctionner à des températures d'émetteur descendant jusqu'à 1300°K, mais elle exige des distances inter-électrodes inférieures à 10 μ pour atteindre des densités de puissance de plusieurs $W\ cm^{-2}$. On sait réaliser couramment les distances de 50 μ pour des surfaces de plusieurs cm^{-2}, et avec une technologie particulière de laboratoire on peut arriver à 10 μ.

Par contre, la diode au césium permet des espaces inter-électrodes supérieurs à 10 μ, grâce à la compensation élégante de la charge spatiale électronique. De plus, la présence du césium offre au moins un, sinon trois avantages supplémentaires :

— la diminution relative du travail de sortie du collecteur donnant une grande f. é. m.;

— la diminution du travail de sortie d'un métal réfractaire tel que le tungstène, le molybdène, le tantale permettant de l'utiliser comme émetteur simultané d'électrons et d'ions;

— la possibilité d'oscillations pouvant se produire sous certaines conditions.

Peut-être peut-on voir dans ces avantages une chance de réussite technique pour le convertisseur à césium.

7. LISTE DES SYMBOLES LES PLUS IMPORTANTS.

A, Constante universelle de l'émission thermo-électronique égale à

$$\frac{4\pi m k^2 e}{h^3} \quad [\text{éq. } (7)].$$

A et B, Affectés des indices a, p, e : constantes empiriques de Langmuir [éq. (48)].

d, Distance émetteur-collecteur [éq. (24)].

e, Charge de l'électron [éq. (7)].

I, Densité de courant.

I_S^*, Densité de courant de saturation pour un champ nul à l'électrode émettrice [éq. (7)] (10).

I_l, Densité de courant limite [éq. (29)].

I_c, Densité de courant critique [éq. (31)].

k, Constante de Boltzmann [éq. (7)].

m, Masse de l'électron [éq. (8)].

P, Densité de puissance.

P_{max}, Densité de puissance maximale [éq. (37)].

P_j, Puissance perdue par effet Joule [éq. (74)].

P_L, Puissance développée dans la charge extérieure [éq. (115)].

Q_r, Puissance perdue par rayonnement [éq. (74)].

Q_c, Puissance perdue par conduction [éq. (74)].

Q_e, Puissance nécessaire à l'émission thermo-électronique [éq. (74)].

R, Résistance.

R_j, Résistance relative à P_j [éq. (121)].

R_o, Résistance optimale relative à P_{max} [éq. (125)]

R_L, Résistance de la charge extérieure relative à P_L [éq. (137)].

T^*, Température absolue [éq. (7)].

T_{Cs}, Température du réservoir de césium en degrés centigrades [éq. (46)].

V^*, Potentiel électrique [éq. (2)].

V_B, Différence de potentiel entre les bornes A et B [éq. (2)].

V_m, Différence de potentiel entre le minimum de potentiel et la surface de l'émetteur [éq. (4)].

V_Δ, Différence de potentiel entre le minimum de potentiel et la surface du collecteur [éq. (4)].

V_T, Différence de potentiel relative à l'énergie kT [éq. (33)].

v, Vitesse des particules [éq. (9)].

X^*, Abscisse d'un point situé entre ou sur l'émetteur et le collecteur [éq. 17)].

X_m, Abscisse du minimum de potentiel [éq. (17)].

β, Rendement [éq. (74)].

β_c, Rendement de Carnot [éq. (1)].

β_i, Rendement idéal [éq. (75)].

β_s, Rendement semi-idéal [éq. (80)].

β_T, Rendement thermique [éq. (81)].

β_j, Rendement réel relatif à R_j et P_j [éq. (132)].

η^*, Potentiel réduit [éq. (16)].

(10) Dans cette liste, les symboles suivis d'un astérisque, affectés des indices 1 ou 2 sont relatifs respectivement à l'émetteur ou au collecteur.

θ, Recouvrement d'une surface de tungstène par le césium [éq. (47)].

ν, Densité de flux de particules [éq. (8)].

ν_{Cs}, Densité de flux d'atomes neutres arrivant.

ν_a, Densité de flux d'atomes neutres s'évaporant [éq. (45)].

ν_p, Densité de flux d'ions s'évaporant [éq. (45)].

ν_e, Densité de flux d'électrons s'évaporant [éq. (48)].

ξ^*, Abscisse réduite [éq. (17)].

ρ, Densité de charge [éq. (9)].

Φ^*, Potentiel de sortie [éq. (7)].

χ^*, Abscisse réduite, analogue à ξ [éq. (20)].

ψ, Potentiel réduit, analogue à η [éq. (20)].

REMERCIEMENTS.

Nous tenons à remercier le Professeur Aigrain de l'intérêt qu'il a apporté à nos efforts.

Le travail expérimental effectué au C.E.P.E.C. est dû au Laboratoire de Cathodes grâce à des contributions de MM. Aucouturier, Destrée, Duval, Freytag, Grauleau, Heman et Shroff.

BIBLIOGRAPHIE.

[1] W. Schlichter, *Spontaneous emission from glowing metals and the thermionic element* (*Ann. Phys.*, t. 47, août 1915, p. 573-640). [Référé par H. J. Miller, *History of the problem of conversion of heat-to-electricity by thermionic emission* (*Proc. Inst. Radio Engrs.*, avril 1959, p. 590-591)].

[2] N. D. Morgulis et A. G. Naumovets, *Application of thermionic emission for the direct conversion of heat energy to electrical energy* (*Soviet Physics Solid State*, septembre 1960, p. 501-506).

[3] R. Champeix, *Considérations sur la transformation de la chaleur en énergie électrique dans les phénomènes thermioniques* (*Le Vide*, t. 6, janvier 1951, p. 936-940). *Voir* aussi : Enveloppe Soleau n° 33-332 du 14 avril 1950 *Machine thermique utilisant les électrons comme fluide de transformation* (*Électronique Industrielle*, mars-avril 1958, p. 3-4).

[4] G. N. Hatsopoulos, *The thermoelectric engine* (*Thèse de Doctorat*, M. I. T., Cambridge, Mass., mai 1956).

[5] H. Moss, *Thermionic diodes as energy converters* (*J. Electronics*, t. 2, janvier 1957, p. 305-322).

[6] G. R. Feaster, *Thermionic diodes as energy converters : An addendum* (*J. Electronics*, t. 5, août 1958, p. 142-145).

[7] W. B. Nottingham, *Thermionic emission* (S. Flügge, *Handbuch der Physik*, Springer, Berlin, vol. 21, 1956, p. 1-175).

[8] K. G. Hernquist, M. Kanefsky et F. H. Norman, *Thermionic energy converter* (*R. C. A. Review*, t. 19, juin 1958, p. 244-258).

[9] W. Schottky, *Die Wirkung der Raumladung auf Thermionenströme im hohen Vakuum* (*Phys. Z.*, t. 15, 1914, p. 526-624).

[10] P. S. Epstein, *Verh. dsch. Phys. Ges.*, t. 21, 1919, p. 85.

[11] T. C. Fry, *The thermionic current between parallel plane electrodes; velocities of emission distributed according to Maxwell's law* (*Phys. Rev.*, t. 17, 1921, p. 441-452); *Potential distribution between parallel plane electrodes* (*Phys. Rev.*, t. 22, 1923, p. 445-446).

[12] I. Langmuir, *The effect of space charge and initial velocities on the potentiel distribution and thermionic current between parallel plane electrodes* (*Phys. Rev.*, t. 21, 1923, p. 419-435).

[13] E. S. Rittner, *On the theory of the close-spaced impregnated cathode thermionic converter* (*J. Appl. Phys.*, t. 31, n° 6, juin 1960, p. 1065-1071).

[14] W. R. Ferris, *Some characteristics of diodes with oxide-coated cathodes* (*R. C. A. Review.*, t. 10, n° 1, mars 1949, p. 134-149).

[15] C. R. Crowell, *Effect of the cathode work function on the space-charge-limited characteristics of plane diodes* (*J. Appl. Phys.*, t. 27, n° 1, janvier 1956, p. 93).

[16] W. B. Nottingham, *Thermionic diode as a heat-electrical-power transducer* (*J. Appl. Phys.*, t. 30, n° 3, mars 1959, p. 413-417 et 440); *in* J. Kaye et J. A. Welsh, *Direct conversion of heat to electricity*, John Wiley and Sons, New York et Londres, 1960, chap. II.

[17] H. F. Webster, *Calculation of the performance of a high-vacuum thermionic energy converter* (*J. Appl. Phys.*, t. 30, n° 4, avril 1959, p. 488-492).

[18] G. N. Hatsopoulos et J. Kaye, *Analysis and experimental results of a diode configuration of a novel thermoelectron engine* (*Proc. Inst. Radio Engrs.*, t. 46, septembre 1958, p. 1574-1579).

[19] A. F. Dugan, *Contribution of anode emission to space charge in thermionic power converters* (*J. Appl. Phys.*, t. 31, n° 8, août 1960, p. 1397-1400).

[20] L. Malter, E. O. Johnson et W. M. Webster, *Studies of externally heated hot cathode arcs.* Part I : *Modes of the discharge* (*R. C. A. Review*, t. 12, septembre 1951, p. 415).

[21] E. O. Johnson et W. M. Webster, *The plasmatron, a continuously controlable gas discharge development tube* (*Proc. Inst. Radio Engrs.*, t. 40, juin 1952, p. 645).

[22] F. E. Jamerson, *Noble gaz plasma diode thermionic converter* (*I. R. E. International Convention Record*, Part 9, 21-24 mars 1960, p. 66-71).

[23] F. E. Jamerson, C. B. Leffert, R. Silver, R. F. Hill et D. H. Loughridge, *Space charge neutralization by fission fragments in the direct conversion plasma diode* (*J. Appl. Phys.*, t. 30, n° 12, décembre 1959, p. 2017-2018).

[24] V. C. Wilson, *Bull. Ann. Phys. Soc.*, série II, t. 3, 1958, p. 266.

[25] W. B. Nottingham, G. N. Hatsopoulos et E. N. Carabateas, *Thermionic conversion of heat-to-electricity*, I. A. S., 29th Annual Meeting, New York, janvier 1961.

[26] A. von Engel et M. Steenbeck, *Elektrische Gasentladungen*, Springer, Berlin, 1932, p. 130.

[27] E. Y. Zandberg et N. I. Ionov, *Surface ionization* [*Soviet Physics Upekhi Fiz. Nauk*, t. 57, vol. 67 (2), n° 2, mars-avril 1959, p. 581-623].

[28] M. Copley et T. E. Phipps, *The surface ionization of potassium on tungsten* (*Phys. Rev.*, t. 48, 1935, p. 960-968).

[29] I. Langmuir et K. H. Kingdon, *Science*, t. 57, 1923, p. 58; *Phys. Rev.*, t. 21, 1923, p. 380.

[30] I. Langmuir, *Phenomena, Atoms and Molecules*, Phil. Labrary, New York, 1950.

[31] I. Langmuir et K. H. Kingdon, *Thermionic effects caused by vapors of alcali metals.*

[32] O. Kubaschewsky et F. L. Evans, *Metallurgical thermochemistry*, Butterworth-Springer, Londres, 1951.

[33] W. B. Nottingham, *Cesium plasma diode as a heat-to-electrical-power transducer* (*Proc. Fourth Internal Conference on Ionization Phenomena in Gases*, Uppsala, Suède, août 1959, p. 486-501).

[34] K. G. Hernquist, *Thermionic converters* (*Nucleonics*, t. 17, juillet 1959, p. 49-53).

[35] K. G. Hernquist, *Thermionic conversion and its possibilities in the nuclear field; in* J. Kaye et J. A. Welsh, *Direct conversion of heat to electricity*, John Wiley and Sons, New York et Londres, 1960, chap. IX.

[36] P. L. Auer et H. Hurwitz Jr, *Space charge neutralization by positive ions in diodes* (*J. Appl. Phys.*, t. 30, n° 2, février 1959, p. 161-165).

[37] P. L. Auer et H. Hurwitz Jr, *Positive column formation in ion sources employing surface ionization* (*J. Appl. Phys.*, t. 31, n° 6, juin 1960, p. 1007-1009).

[38] P.-L. Auer, *Potentiel distributions in a low-pressure thermionic converter* (*J. Appl. Phys.*, t. 31, n° 12, 1960, p. 2096-2103).

[39] J.-L. Delcroix, *Introduction à la théorie des gaz ionisés*, Dunod, Paris, 1959.

[40] R. L. Hirsch, *Effect in inter-electrode spacing on cesium thermionic converter performance* (*J. Appl. Phys.*, t. 31, n° 11, novembre 1960, p. 2064-2065).

[41] V. A. Grodko, V. S. Zolotarevsky, B. H. Markarian et L. M. Roubanovitch, *Influence de la différence des potentiels de sortie des électrodes d'un convertisseur thermoélectronique sur ses paramètres de sortie* (*Radiotechnique et Électronique*, t. 5, n° 12, 1960, p. 2046-2051).

[42] N. D. Morgulis, *Sur la question du rôle de la différence des potentiels de contact dans la transformation thermoélectronique d'énergie* (*Radiotechnique et Électronique*, t. 5, n° 12, 1960, p. 2052-2053).

[43] G. N. Hatsopoulos, *Thermodynamics of thermionic engines, in* J. Kaye et J. A. Welsch, *Direct conversion of heat-to-electricity*, John Wiley and Sons, New York et Londres, 1960, chap. III.

[44] W. H. Mc Adams, *Heat transmission*, Mc Graw-Hill Book Co, Inc., 1954.

[45] L. Bledjian, *Calculation of the radiant heat transfer between two infinite parallel tungsten plates* (*B. S. Thesis*, Dept. of Mech. Engig., M. I. T., Cambridge, mars 1953).

[46] G. N. Hatsopoulos, J. Kaye et E. Langberg, *Prediction of optimum performance of vacuum diode configuration of thermionic engines* (*I. R.E. Transactions on Electron Devices, E. D.*, t. 7, juillet 1960, n° 3, p. 117-122).

[47] C. Kittel, *Introduction à la physique de l'état solide*, Dunod, Paris, 1958, p. 239.

[48] J. M. Houston, *Theoretical efficiency of the thermionic energy converter* (*J. Appl. Phys.*, t. 30, n° 4, avril 1959, p. 481-487).

[49] *Voir* G. Herrmann et S. Wagener, *The oxide-coated cathode*, Chapman-Hall, 1951, vol. II, p. 223.

[50] A. Schock, *Effect of magnetic fields on thermionic power generators* (*J. Appl. Phys.*, t. 31, n° 11, novembre 1960, p. 1978-1987).

[51] D. J. Rose et H. H. Woodson, *Plasma use potential is varied* (*Electronic News Monday*, t. 25, avril 1960).

[52] F. G. BLOCK, F. H. CORREGAN, G. Y. EASTMAN, J. R. EASTMAN, J. R. FENDLEY, G. HERNQUIST et E. J. HILLS, *Construction of a thermionic energy converter* (*Proc. Inst. Radio Engrs.*, novembre 1960, p. 1846-1852).

[53] G. N. HATSOPOULOS, J. WELSH et E. LANGBERG, *Thermoelectron engines : Futur power sources ?* (*Electronics*, 13 novembre 1959, p. 69-72).

[54] D. LINDEN et A. F. DANIEL, *New power sources for space-age electronics* (*Electronics*, 20 mars 1959, p. 43-47).

[55] V. C. WILSON, *Thermionic emission* (*Proc. 13th Ann. Power Sources Conf.*, 1959, p. 41-45).

[56] V. C. WILSON, *Cesium converters studies*, A. R. S. Space Power Systems Conf., Santa Monica, Calif., septembre 1960.

[57] H. HUBER et J.-P. FREYTAG, *Méthode de recouvrement de cathodes à oxydes par centrifugation* (*Le Vide*, n° 87, 1960, p. 234-250).

[58] *Technique converts heat-to-electricity* (*Aviation Week*, t. 67, 2 décembre 1957, p. 34).

[59] G. M. GROVER, D. J. ROEHLING, E. W. SALMI et R. W. PIDD, *Properties of a thermoelectric cell* (*J. Appl. Phys.*, t. 20, novembre 1958, p. 1611-1612).

[60] I. WOLFF, *Solar power converters* (*Solar Energy*, vol. III, n° 3, octobre 1959, p. 36-37).

[61] V. C. WILSON, *Conversion of heat-to-electricity by thermionic emission* (*J. Appl. Phys.*, t. 30, avril 1959, p. 475-481).

[62] J. M. HOUSTON, M. I. T. Physical Electronics Conference, 1960.

[63] M. YAFFEE, *Unit converts waste rocket heat to power* (*Aviation Week*, 23 novembre 1959, p. 92).

[64] *Cesium cell thermionic converter tested*, Gen. Atomic Div. of General Dynamics Co, San Diego, Calif. (*Electronics*, 2 décembre 1960, p. 78).

[65] R. W. PIDD, G. M. GROVER, D. J. ROEHLING, E. W. SALMI, I. D. FARR, N. H. KRIKORIAN et W. G. WITTEMAN, *Characteristics of* UC, ZrC *and* (ZrC) (UC) *as thermionic emitters* (*J. Appl. Phys.*, t. 30, n° 10, octobre 1959, p. 1575-1578).

[66] W. A. RANKEN, G. M. GROVER et E. SALMI, *Experimental investigations of the cesium plasma cell* (*J. Appl. Phys.*, t. 31, n° 12, 1960, p. 2140-2153).

[67] N. S. RASOR, *Experimental research on the cesium thermionic converter*, I. A. S., 29th Annual Meeting, New York, janvier 1961.

[68] D. L. DRESSER, *Elements of solar collector design*, I. A. S., 29th Annual Meeting, New York, janvier 1961.

RÉFÉRENCES POUR LES FIGURES 23 ET 24.

Figure 23.

(1) Tungstène pur.

H. A. JONES et I. LANGMUIR, *Gen. Electr. Rev.*, t. 30, 1927, p. 312.

(2 *a*) Tungstène thorié.

W. SCHOTTKY, H. ROTHE et H. SIMON, *Halb. Exp. physik*, 1928, p. 182.

(2 *b*) Tungstène thorié pour recouvrement $\theta = 1$ de thorium.

S. DUSHMAN, *Gen. Electr. Rev.*, t. 26, 1923, p. 156.

(3) Oxyde de thorium.

W. E. DANFORTH, *J. Franklin Inst.*, mai 1951, p. 515.

(4) Hexaborure de lanthane.

J. M. LAFFERTY, *J. Appl. Phys.*, t. 22, 1951, p. 299.

(5 *a*) et (5 *b*) Cathode « 103 » en régime continu (dc) et en régime pulsé (pc).

H. HUBER et J. FREYTAG, *Le Vide*, t. 54, 1954, p. 310.

(6) Cathode « L ».

J. L. LEMMENS, M. J. JANSEN et R. LOOSJES, *Rev. Techn. Philips*, juin 1950, p. 349.

(7) Cathode à oxydes commerciale à double-carbonates alcalino-terreux en régime pulsé.

J. L. LEMMENS, M. J. JANSEN et R. LOOSJES, *Rev. Techn. Philips*, juin 1950, p. 349.

(8 *a*) et (8 *b*) Cathode « moulée » en régime continu (dc) et en régime pulsé (pc).

D. MAC NAIR, R. T. LYNCH et N. B. HANNAY, *J. Appl. Phys.*, t. 24, 1953, p. 1335.

(9 *a*) et (9 *b*) Cathode « BN » (baryated nickel) en régime continu (dc) et en régime pulsé (pc).

A. H. BECK, A. D. BRISBANE, A. B. CUTTING et G. KING, *Le Vide*, t. 54, 1954, p. 30.

Figure 24.

1 à 4, Idem., *fig.* 23.

6 *a* Cathode « L ».

E. S. Rittner, R. H. Ahlert et W. C. Rutledge, *J. Appl. Phys.*, t. 28, 1957, p. 159.

6 *b* Cathode « L ».

G. A. Espersen, *Proc. Inst. Radio Engrs*, t. 40, 1952, p. 284.

7 Cathode « I ».

E. S. Rittner, W. C. Rutledge et R. H. Ahlert, *J. Appl. Phys.*, t. 28, 1957, p. 1470.

8 Cathode « 103 ».

H. Huber et J. Freytag, non publié.

9 Oxyde de baryum.

A. Claassen et C. F. Veenemans, *Z. Physik*, t. 80, 1933, p. 342.

ABRIDGMENTS.

THE SECAM COLOUR SYSTEM COMPARED AGAINST THE NTSC SYSTEM

By P. Cassagne and M. Sauvanet. p. 109

The choice of a colour television transmission system implies the examination of a compromise between various aspects of the problem, the most important of which concern psycho-physiology of vision, the existence of a black-and-white television infrastructure, and the industrial economics of the system.

From all the modes so far proposed, those capable of supplying a composite signal which can be used in existing receivers, without modification, for black-and-white reproduction, and by reasonably priced colour receivers for three-colour reproduction, are to be considered. The NTSC system used in the United States and Japan possesses only part of these characteristics; for its transmission and reception it involves the use of difficult and costly means because of the double modulation in phase and in amplitude of the colour sub-carrier.

From this point of view the SECAM system developed during the last few years shows a decided advantage. To avoid this double modulation, it makes use of sequential transmission, at line frequency, of the chromatic information, this mode of transmission being perfectly justified by physiological limitations of colour vision. Picture resolution is unaffected, by virtue of the joint transmission of a luminance signal in every way identical to that of present day black-and-white television.

In addition, through the use of sequential multiplexing, it is possible to choose the most effective type of modulation for the colour sub-carrier, i. e. frequency modulation. The problem of transmission of a composite signal obtained by the superposition of an amplitude-modulated brightness information and a single colour information modulated in frequency is thus greatly facilitated.

At the receiver, the simultaneous signals are reconstituted by means of a delay line which enables each signal transmitted sequentially to be used twice. This specific element is entirely passive, stable and of low cost. In particular, correct three-colour reception can be secured without the use of other adjustments than those usually provided for black-and-white television (Contrast-Brightness-Tuning).

The results of an extensive experimental programme bear on the examination of :

— sensitivity to spurious signals (noise, interference);

— defects due to propagation (multiple paths, echos, distortion of time of propagation);

— distorsion due to the non-ideal characteristics of the transmitting and receiving equipment, showing a tolerance which is always greater than, or at least equal to, those of the NTSC system.

In an extensive broadcasting system, this tolerance ensures a marked advantage in facility of operation and maintenance, as well as quite a large saving, taking the number of receivers into consideration. The very principle of the SECAM system provides in addition excellent stability of receiver adjustments, such stability being essential for their correct operation, even by users of limited experience.

VARIATION OF THE PROPERTIES OF AMPLIFIERS WITH THE TOLERANCES ON THE TRANSISTORS USED

By J. P. Vasseur. p. 122

To obtain in production, amplifiers which are reproducible, i. e. whose properties vary within given limits, it is necessary to predict accurately the influence of parameter tolerances in the transistors used.

We are here mainly concerned with variations of amplifier gain and to this end the notion of intrinsic gain is introduced. Considering a quite general amplifier circuit (*fig.* 4), it is found that composite gain can be stated by

$$G = \frac{v_s^2}{R_L} \frac{4 G_G}{i_G^2}, \tag{6}$$

$$G = 4 \frac{G_G}{G_L} \gamma_1 \gamma_2, \tag{7}$$

with

$$\left\{ \begin{aligned} \gamma_1 &= \left[\frac{N_1}{N_1^2 G_G + G_{b1} + g_{i1}} \right]^2 \left| \frac{s_1}{1 + \frac{(y_{22})_1}{Y_{L1}}} \right|^2, \\ \gamma_2 &= \left[\frac{N_2}{N_2^2 G_{c1} + G_{b2} + g_{i2}} \right]^2 \left| \frac{s_2}{1 + \frac{(y_{22})_2}{Y_{L2}}} \right|^2, \end{aligned} \right. \tag{8}$$

which is at once generalised to an amplifier with any number of stages.

Then comparing common emitter and common base circuits, it is shown that the former almost always leads to a weaker internal reaction, i. e. to more stable amplifiers with more symmetrical pass-bands. The reverse would be true if

(5) $$g_{ce} \leq \frac{1}{2} \omega C_{b'c}, \qquad r_{bb'} \leq \frac{1}{2 g_n}$$

which practically never obtains with present day transistors.

Consideration is next given to the narrow band tuned amplifier of figure 5. It is first assumed that it is fitted with the worst transistors that can be used, defined by an input conductance $g_{i\,\max}$, an output conductance for a short-circuited input $\tau_{i_c\,\max}$ and a slope $\frac{g_m}{1+\varepsilon}$; the composite gain under these conditions is $G_{\min}$. It is next assumed that it is fitted with the best transistors defined by $g_i = \tau_{i_c} = 0$ and a slope equal to g_m, its composite gain is then G_∞. Introducing parameters

(22) $$\begin{cases} x_{\beta_1} = \dfrac{g_{i1\,\max}}{N_1^2 G_G}, & x_{\beta_2} = \dfrac{g_{i2\,\max}}{N_2^2 G_{c1}}, \\ x_{r1} = \rho_{L1} \tau_{ic1\,\max}, & x_{r2} = R_L \tau_{ic2\,\max} \end{cases}$$

it is shown that the maximum possible variation of gain is

(23) $$\frac{G_\infty}{G_{\min}} = (1 + \varepsilon_1 + x_{\beta 1} + x_{r1})^2 (1 + \varepsilon_2 + x_{\beta 2} + x_{r2})_2.$$

This variation being given, as well as the dispersion of the transistors to be used, it is found that the elements of the amplifier and its gain are defined by

(24) $$\begin{cases} N_2^1 = \dfrac{g_{i1\,\max}}{x_{\beta 1} G_G}, \\ N_2^2 = \dfrac{g_{i2\,\max}}{\tau_{ic1\,\max}} \dfrac{x_{r1}}{x_{\beta 2}} (1 + x_{\beta 2}), \\ R_{c1} = \dfrac{x_{r1}}{\tau_{ic1\,\max}} (1 + x_{\beta 2}), \\ R_L = \dfrac{x_{r2}}{\tau_{ic2\,\max}}; \end{cases}$$

(25) $$G_\infty = 4 \frac{g_{m1}^2 x_{\beta 1} x_{r1} (1 + x_{\beta 2})}{g_{i1\,\max} \tau_{ic1\,\max}} \frac{g_{m2}^2 x_{\beta 2} x_{r2}}{g_{i2\,\max} x_{c2\,\max}}.$$

These relations solve the problem set down, and it is seen that the attempt to obtain a small variation of gain is necessarily attended by a gain which is itself small. These notions are generalised to other types of amplifiers, in particular to untuned low-frequency amplifiers.

PLANE THERMOELECTRIC SOLAR GENERATORS

By J. Vergnolles. p. 128

Advances made over the last few years in semi-conductors have enabled thermoelectricity, a science which until recently was confined to the field of metrology, to compete with other means of transforming energy, even on an industrial scale. One of these problems of transformation of immediate concern today is the problem of the utilisation of solar energy — this energy being considerable in respect of the earth as a whole but locally greatly dilute — in high grade, i. e. electrical form. Thermoelectricity provides a solution which, from the economic point of view, has to compete with photo-electric receivers.

In a thermoelectric solar generator, the flow of radiated energy is transformed into a heat flow which passes through thermo-couples before it is evacuated to the external air on the cold junction side; intake concentration can be obtained by optical devices, with the advantage of a fairly high efficiency, but with the drawback of critical directivity; it can also be obtained at the heat stage by means of collectors which concentrate the heat flow; the efficiency is notably less, but, apart from the absence of directivity, there is the appreciable advantage of a rugged design; these are the so-called " plane " systems with which we are here concerned.

The collecting surfaces are either blackened or treated to ensure a reasonable absorption coefficient attended by very low infra-red emission, they are the selective surfaces. They are arranged under a number of parallel transparent separators whose role is to reduce heat loss to the front, but which unfortunately also reduce by reflection the proportion of the light transmitted, so that their number has to be optimised.

Using for reference the square decimetre of collector area, the loss in the upper separator (a glass plate) is related to the absolute temperature T_1, to ambient temperature T and to wind velocity V (in m/s) by the equation

$$q = 0.95\sigma (T_1^4 - T_0^4) + (7.1 V^{0.775} + 5.12 \exp - 0.6 V) \times 10^{-2} (T_1 - T_0)\ \mathrm{W}.$$

where σ is Stefan's constant for 1 dm².

Between two parallel separators 3 cm apart, of ranks i and $i + 1$, heat loss for an inclination of about 30° is

$$q = 116 \times 10^{-4}(T_{i+1} - T_i)^{\frac{5}{4}} + 0.90\sigma(T_{i+1}^4 - T_i^4).$$

In the last space (between the collectors and the last separator) the term due to radiation may be considerably reduced with selective surfaces, whose emissivity may be as low as 0.08; we then have a factor of 0.08 instead of 0.90.

Reasoning by small steps, abacs can be constructed showing the total loss of the front with collector temperature T_c, for various surface qualities, different numbers of separators, in practice a maximum of 4, and different wind velocities. An abac can also be used to calculate the heat flow through the space between the collector and the back plate, away from the couples and hence lost. The back plate may be provided with fins in order to evacuate the heat at the lowest possible temperature.

Taking as essential parameters characteristic of a couple its quality factor Z and its thermal conductance L, the generator structure may be optimised by making the product $L\theta^2$ a maximum, where θ is the temperature difference between the couple junctions. Calculation shows that the choice should be either blackened collectors under four glass plates, or highly selective collectors under two glass plates : in either case L should be between 3 and 4×10^{-2} W.°K⁻¹/dm².

The useful power of the arrangement can be calculated in terms of the voltage v at which each couple operates, with a thermoelectric force of $2e$.

Defining τ by

$$v = 2e\tau,$$

the expression for the power is

$$w = ZL\tau(\theta - \tau).$$

Using loss abacs and taking into account the Joule $ZL(\theta - \tau)^2$, and the Peltier $ZLT(\theta - \tau)$ effects, the power w can be calculated as a function of τ, which gives a substantially parabolic curve whose maximum corresponds to

$$\tau = \frac{\theta_0}{2},$$

where θ_0 is the temperature difference between junctions off-load; this difference is substantially reduced on load by the Joule and Peltier effects. We then have for the optimum, for an ambient temperature of 300°K, a solar radiation of 10 W/dm², and a factor Z of 15×10^{-4} °K⁻¹ :

$$\theta = 90°, \qquad w = 90 \text{ mW},$$

with blackened surfaces, and

$$\theta = 97°, \qquad w = 105 \text{ mW},$$

with surfaces with an emissivity of 0.08.

With a factor Z of 25×10^{-4} °K⁻¹, we have, according to the particular case, 87° and 135 mW, or 92° and 150 mW (still in the case of 1 dm²).

The power w falls off fairly rapidly as the ambient temperature rises, about 0.5 % per degree, but varies little with wind velocity in the case of an optimised arrangement.

On the basis of these calculations, an actual generator can be designed, but it is necessary to take into consideration some practical imperfections which reduce performance by increasing heat loss and reducing the apparent Z factor of the couples; also, certain elements of deterioration can be evaluated with some degree of approximation.

Another important practical consideration is the useful dayly energy which a generator can supply. Beyond the radiation threshold from which the generator's off-load voltage reaches the working threshold v, the useful power is a quasi-linear function of the radiation; it follows that if, knowing the daily variation curve of the radiation, a straight line is drawn corresponding to the threshold, the area between the top of the curve and that line is proportional to the useful energy which may be theoretically drawn from the generator. As an example, the mean daily energy which could have been obtained in September 1960 at Tamanrasset, with a blackened collector equipment, has been estimated at 37 Wh/m²; for comparison, an ideally sunny day with a maximum of 11 W/dm² would have supplied 60 Wh/m².

From these various considerations liberal dimensions must be allowed for a generator which is required to deliver a given constant mean power, so as to take into account inevitable imperfections inherent in the design and solar illumination, even in privileged lands such as the Sahara.

ON THE DIRECT CONVERSION OF HEAT TO ELECTRICAL ENERGY WITH THE THERMO-ELECTRONIC DIODE

By H. Huber and J. Bensimon. p. 155

The article is intended to be both a report of work carried out and to draw attention to the usefulness of the direct conversion of heat to electrical energy by means of the thermo-electronic effect in a hot cathode diode. This possibility of generating electrical energy directly from heat is as old as the discovery of the thermo-electronic effect itself. But it is only since the last few years that a new interest in this method of conversion was raised, last but not least, by the advent of astronautics, which needs simple sources of electrical energy, of relatively low weight and of reasonable efficiency.

The article deals with the two main classes of thermo-electric converters : the vacuum diode and the caesium-filled diode. In the case of the latter, the article is restricted to the simplest case, excluding diodes with a high caesium pressure.

The article is in six chapters which are summarised below :

1. Introduction and general remarks.

Thermo-electronic conversion of heat to electricity is taken as one of the known methods of conversion. The thermo-electronic converter is a form of thermodynamic machine, except that the working fluid is electron gas, and the fundamental problem is therefore to reduce or even remove the space charge. There are two basic possibilities for this :

— to bring the electrodes as close together as possible, which makes it a vacuum diode;
— to introduce positive ions in the inter-electrode space, in particular caesium ions, which makes it a caesium diode.

2. Vacuum diode.

The purpose of this chapter is to evaluate the available conversion power, and it begins with a brief account of the classical theory of space charge in a vacuum diode, according to Langmuir's representation, and takes into consideration already known notions, as well as methods of evaluation already developed by other authors. Examples are given of abacs calculated by an I. B. M. ordinator, which give the available conversion power as a function of the ohmic impedance of the load, i. e. for different values of temperature and of the emitter saturation current, of inter-electrode distance and of the difference in the work functions.

This chapter ends with a consideration of the influence on the space charge of " return " electrons arising from the thermo-electronic emission of the collector electrode.

3. Caesium diode.

This chapter is also based on Langmuir's work and essentially deals with the introduction of caesium ions by the surface ionisation effect, an effect more particularly related to the emitter temperature and to the difference between the latter's work function and the ionisation function : when a caesium atom strikes the hot surface of an emitter, it is evaporated, with a certain probability, in the form of an ion.

A special case of this effect is represented by a tungsten surface in contact with caesium vapour; since the adsorption of caesium modifies the surface work function, it acts both on the emission of caesium ions and on electrons. Abacs are given which show these emissions for various temperatures of the tungsten in terms of the caesium vapour saturation temperature, from which are deduced possible conversion currents by determining the conditions for equal electron and ion space charges.

The available conversion power is given for the case of complete space charge saturation.

4. Since many points related to conversion efficiency are common to the two classes of converters described above, it is given separately by means of different definitions : ideal, semi-ideal, ideal thermal and real thermal efficiency.

First the independent terms related to real efficiency are evaluated : radiation loss, thermo-electronic loss. Then the best compromise is determined between loss by Joule effect and by heat conduction in the emitter lead, and lastly the conditions relative to maximum efficiency are expressed in terms of the current.

5. Designs and their problems.

The essential part of the theory being now obtained, consideration is given to technological problems : proper choice of ion emitting and collecting materials which has to take into account the influence of the evaporation of matter from one electrode onto the other, a transfer which tends to make the emitter and collector work functions uniform.

Lastly, examples are given of designs for both classes of diode which give some idea of their performance : efficiencies of almost 20 %, and power densities (referred to emitter unit surface) of 30 W/cm².

6. Conclusion.

The performances just quoted justify the use of thermoelectronic converters, and one may expect the early development of terrestrial and space missiles once the remaining problems, which are mostly of a technological kind, are eliminated.

Since such missiles will be working in high temperatures (1300 to 3 000°K), likely applications may take into consideration heat sources such as nuclear energy, gases of combustion and solar energy. Projects have been prepared for each of these possible applications.

As regards the future of vacuum and caesium converters, it is more difficult to make any predictions; however, it would seem that the latter converter, because of the elegant compensation of its electron space charge, which should lead to an easier technology, has a fundamental advantage.

A bibliography is given.

ZUSAMMENFASSUNGEN.

KURZFASSUNG DES AUFSATZES « DAS FARBFERNSEHVERFAHREN SECAM-VERGLEICH MIT DEM NTSC-VERFAHREN »

Von P. Cassagne und M. Sauvanet. S. 109

Die Wahl eines Uebertragungsverfahrens für das Farbfernsehen erfordert eine Kompromisslösung zwischen den verschiedenen Gesichtspunkten und insbesondere zwischen der Psycho-Physiologie des Sehens, der bestehenden Schwarz-Weiss-Fernsehanlagen und der Wirtschaftlichkeit des Verfahrens.

Unter den verschiedenen Verfahren, die bisher vorgeschlagen wurden, können nur jene in Betracht gezogen werden, welche ein kombiniertes Signal liefern können, das von den bisherigen Schwarz-Weiss-Empfängern ohne jeden Umbau, sowie von billigen Farbfernsehempfängern für eine 3-Farbwiedergabe empfangen werden können.

Das in den Vereinigten Staaten und in Japan angewendete NTSC-Verfahren entspricht nur teilweise diesen Forderungen, denn es erfordert sowohl bei der Sendung als beim Empfang einen bedeutenden technischen Aufwand infolge der doppelten Phasen- und Amplitudenmodulation der Hilfsträgerfrequenz für die Farbe.

Das im Laufe der zwei letzten Jahre entwickelte SECAM-Verfahren bietet diesbezüglich grosse Vorteile. Um von der doppelten Modulation Abstand zu nehmen, verwendet man ein Sequenzübertragungsverfahren mit wechselweiser Uebertragung der Farbinformationen im Takte der Zeilenabtastung, die durchaus durch die physiologische Beschränkung des Farbsehens gerechtfertigt ist. Die Auflösung des Bildes wird dadurch nicht beeinträchtigt, da für jeden Punkt ein Leuchtwertsignal übertragen wird, welches mit dem bisher verwendeten Schwarz-Weiss-Signal übereinstimmt.

Ausserdem konnte man infolge dieses Sequenz-Multiplexverfahrens die zweckmässigste Modulation für die Hilfsträgerfrequenz für die Farbe verwenden, und zwar die Frequenzmodulation. Das Problem der Uebertragung eines komplexen Signals, welches durch Mischung eines amplitudenmodulierten Leuchtwertsignals und eines frequenzmodulierten Farbwertsignals erhalten wird, wird so weitgehendst erleichtert.

Beim Empfang werden die Signale mit Hilfe einer Verzögerungsleitung gleichzeitig wiedergegeben unter der doppelten Verwendung der übertragenen Farbwertinformationen. Dieser spezifische Teil der Anlage besteht aus rein passiven Elementen und bietet eine grosse Konstanz bei einem kleinen Anschaffungspreis. Insbesondere ist es bei diesem Verfahren möglich, einen einwandfreien Dreifarbenempfang ohne andere Einstellungen zu erhalten, als die, welche man beim üblichen Schwarz-Weiss-Fernsehen verwendet (Kontrast-Leuchtstärke-Abstimmung).

Die Ergebnisse eines eingehenden Versuchsprogramms, insbesondere zur Ueberprüfung :

— der Störanfälligkeit (Störgeräusche und Interferenzen);
— der Uebertragungsfehler (Mehrwegübertragung, Echo, Laufzeitverzerrungen);
— der Verzögerungen infolge der nicht ideellen Charakteristik der Sende- und Empfangsgeräte

haben gezeigt, dass die Toleranzen immer grösser oder zumindest ebenso gross sind wie beim NTSC-Verfahren.

Im Rahmen eines grossen Fernsehnetzes wirken sich diese Toleranzen als eine wesentliche Erleichterung des Betriebes und der Wartung aus, sowie in Form von erheblichen Ersparnissen, wenn man die grosse Anzahl der Empfangsgeräte berücksichtigt.

Die grundsätzliche Arbeitsweise des SECAM-Verfahrens gewährt eine ausgezeichnete Konstanz der Einstellungen der Empfangsgeräte, Konstanz, die unbedingt nötig ist für die technisch nicht bewanderten Benutzer.

SCHWANKUNGEN DER EIGENSCHAFTEN DER VERSTÄRKER IN ABHÄNGIGKEIT DER TOLERANZEN DER VERWENDETEN TRANSISTOREN

Von J. P. Vasseur. S. 122

Um in einer Herstellung reproduktible Verstärker zu erhalten, d. h. Verstärker, deren Eigenschaften zwischen vorgegebenen Grenzen schwanken, muss man genau den Einfluss der Toleranzen der verschiedenen Daten der verwendeten Transistoren kennen.

Was bei einem Verstärker besonders wichtig ist, das sind die Änderungen der Verstärkung, und um diese zu erfassen, wird der Begriff der Eigenverstärkung eingeführt. Durch Untersuchung der sehr allgemeinen Verstärkerschaltung (*Abb.* 4) sieht man, dass die komposite Verstärkung durch folgenden Ausdruck gegeben wird :

(6) $$G = \frac{v_s^2}{R_L} \frac{4 G_G}{i_2^G},$$

(7) $$G = 4 \frac{G_G}{G_L} \gamma_1 \gamma_2,$$

mit

(8)
$$\begin{cases} \gamma_1 = \left[\dfrac{N_1}{N_1^2 G_G + G_{b1} + g_{i1}}\right]^2 \left|\dfrac{s_1}{1 + \dfrac{(y_{22})_1}{Y_{L1}}}\right|^2, \\ \gamma_2 = \left[\dfrac{N_2}{N_2^2 G_{c1} + G_{b2} + g_{i2}}\right]^2 \left|\dfrac{s_2}{1 + \dfrac{(y_{22})_2}{Y_{L2}}}\right|^2, \end{cases}$$

Dieser Ausdruck kann sofort für einen mehrstufigen Verstärker erweitert werden.

Durch einen Vergleich zwischen der Emitterschaltung und der Basisschaltung kann man zeigen, dass erstere fast immer zu einer kleinen inneren Rückkopplung führt, d. h. zu Verstärkern, die stabiler arbeiten und ein symmetrischeres Frequenzband ergeben.

Man hätte das Gegenteil, wenn

(5)
$$g_{ee} \ll \frac{1}{2}\omega C_{b'c}, \qquad r_{bb'} \ll \frac{1}{2 g_m}$$

was praktisch mit den heutigen Transistoren niemals vorkommt.

Man betrachtet dann den schmalbandigen abgestimmten Verstärker der Abbildung 5.

Man nimmt zunächst an, dass er mit den für den Gebrauch ungeeignetsten Transistoren bestückt ist, welche durch einen Eingangsleitwert $g_{i\,\max}$, durch einen Ausgangsleitwert bei kurzgeschlossenem Eingang $\tau_{i_c\,\max}$ und durch eine Steilheit $\frac{g^m}{1+\varepsilon}$ bestimmt wird; die komposite Verstärkung hat unter dieser Bedingung den Wert $G_{\min}$. Dann wird angenommen, dass der Verstärker mit den bestgeeignetsten Transistoren bestückt ist, welche durch folgende Daten bestimmt sind : $g_i = \tau_{i_c} = 0$ und durch eine Steilheit g_m.

Die komposite Verstärkung wird dann G_x. Durch Einführung der Parameter

(22)
$$\begin{cases} x_{\beta_1} = \dfrac{g_{i1\,\max}}{N_2^1 G_G}, \qquad x_{\beta_2} = \dfrac{g_{i2\,\max}}{N_2^2 G_{c1}}; \\ x_{r1} = \rho_{c1}\tau_{ic1\,\max}, \qquad x_{r2} = R_L \tau_{ic2\,\max} \end{cases}$$

wird dann gezeigt, dass die grösstmöglichste Schwankung der Verstärkung durch folgenden Ausdruck gegeben wird :

(23)
$$\frac{G_x}{G_{\min}} = (1 + \varepsilon_1 + x_{\beta 1} + x_{r1})^2 (1 + \varepsilon_2 + x_{\beta 2} + x_{r2})^2.$$

Wenn der Wert dieser Schwankungen vorgegeben ist, sowie die Streuung der zu verwendenden Transistoren, so sieht man, dass die Verstärkerkomponenten und sein Gewinn durch

(24)
$$\begin{cases} N_2^1 = \dfrac{g_{i1\,\max}}{x_{\beta 1} G_G}, \\ N_2^2 = \dfrac{g_{i2\,\max}}{\tau_{ic1\,\max}} \dfrac{x_{r1}}{x_{\beta 2}}(1 + x_{\beta 2}), \\ R_{c1} = \dfrac{x_{r1}}{\tau_{ic1\,\max}}(1 + x_{\beta 2}), \\ R_L = \dfrac{x_{r2}}{\tau_{ic2\,\max}}; \end{cases}$$

(25)
$$G_x = 4\frac{g_{m1}^2 x_{\beta 1} x_{r1}(1 + x_{\beta 2})}{g_{i1\,\max}\tau_{ic1\,\max}} \frac{g_{m2}^2 x_{\beta 2} x_{r2}}{g_{i2\,\max}\tau_{ic2\,\max}}.$$

gegeben sind.

Das gestellte Problem wird dadurch gelöst und die Forderung nach einer kleinen Schwankung der Verstärkung führt zwangsmässig zu einer kleinen Verstärkung.

Diese Begriffe können auch für andere Typen von Verstärkern verallgemeinert werden, insbesondere für alle nichtabgestimmten Niederfrequenzverstärker.

EBENE THERMO-ELEKTRISCHE SONNENGENERATOREN

Von J. VERGNOLLES. S. 128

Durch die im Laufe der letzten Jahre auf dem Gebiete der Halbleiter verzeichneten Fortschritte ist es für die Thermoelektrizität — die bisher nur in der Messtechnik angewendet wurde — möglich geworden, mit den anderen Energie-Umwandlungsverfahren in Wettbewerb zu treten, und dies sogar für Betriebsanwendungen. Eines dieser Umwandlungsprobleme, das z. Zt. sehr aktuell ist, besteht in der Rückgewinnung der Sonnenenergie — die infolge der Abmessungen der

Erde eine beträchtliche, aber sehr dünn verteilte Energiemenge bedeutet — und zwar in Form von elektrischem Strom. Die Thermoelektrizität gibt hier eine Lösung, die vom Standpunkt der Wirtschaftlichkeit aus mit den photoelektrischen Wandlern bestimmt wettbewerbsfähig ist.

In einem thermoelektrischen Sonnengenerator wird der Fluss der Strahlungsenergie in einen Wärmefluss umgewandelt, welcher Thermoelemente durchflutet, bevor er auf der Seite der kalten Lötstelle an die Atmosphäre abgegeben wird. Eingangsseitig kann dieser Fluss durch optische Vorrichtungen konzentriert werden, was den Vorteil eines besseren Wirkungsgrades ergibt, aber auch den Nachteil einer kritischen Richtwirkung.

Diese Konzentration kann auch thermisch mit Hilfe von thermischen Kollektoren erfolgen, welche den Wärmefluss konzentrieren; der Wirkungsgrad bleibt dabei wesentlich kleiner, aber ausser des Ausfallens jeglicher Richtwirkung hat man hier den wesentlichen Vorteil eines einfachen und kräftigen Baues, man hat die sogen. *ebenen Sonnengeneratoren*, die hier behandelt werden :

Die Kollektorenflächen sind entweder geschwärzt oder besonders behandelt, um einen vernünftigen Absorptionsfaktor zu ergeben, mit einem sehr kleinen Emissionsfaktor im Gebiet der ultraroten Strahlung, d. h. also Flächen mit selektiver Emissionswirkung. Diese Flächen werden unter einer gewissen Anzahl durchsichtiger paralleler Trennkörper angeordnet, deren Rolle darin besteht, die Wärmeverluste nach vorn herabzusetzen, die aber leider auch durch Reflektionswirkung die durchgelassene Lichtmenge verringern, sodass ihre Anzahl optimal ausgelegt werden muss.

Wenn man alle Leistungen auf 1 dm² der Kollektorfläche bezieht, so werden die Verluste des oberen Trennkörpers (Glasscheibe) in Abhängigkeit der absoluten Temperatur T_1, der Temperatur der Umgebungsluft T_0 und der Windgeschwindigkeit w (in m/s) durch folgende Gleichung gegeben :

$$q = 0.95\,\sigma\,(T_1^4 - T_0^4) + (7.1\,V^{0.775} + 5.12\ \text{vers} - 0.6\,V).10^{-2}(T_1 - T_0)\ \text{watt}.$$

(σ bedeutet hier die Konstante in der Stefanschen Gleichung für 1 dm²).

Zwischen zwei parallelen Trennflächen, die 3 cm weit voneinander entfernt sind, und die respektive den Rang i und $i + 1$ haben, betragen die Wärmeverluste für eine Neigung von etwa 30° den Wert :

$$q = 116.10^{-4}(T_{i+1} - T_i)^{\frac{5}{4}} + 0.90\,\sigma\,(T_{i+1}^4 - T_i^4).$$

In dem letzten Raum zwischen den Kollektoren und dem letzten Trennkörper kann der Teil der Verluste, welcher der Strahlung zugeschrieben werden kann, durch selektive Flächen, deren Emissionsfaktor bis auf 0,08 herabgesetzt werden kann weitgehendst verringert werden, da man den Faktor 0,008 statt 0,90 im zweiten Glied hat.

Durch ein schrittweises Vorgehen kann man Kurventafeln aufstellen, welche die gesamten Verluste der Vorderfläche in Abhängigkeit der Temperatur T_c der Kollektoren geben, und zwar für verschiedene Oberflächenbeschaffenheiten, für eine verschiedene Anzahl von Flächen (max. 4) und für verschiedene Windgeschwindigkeiten.

Man kann auch durch Kurven den Wärmefluss bestimmen, welcher die Strecke Kollektor-Grundfläche ausserhalb der Thermoelemente durchflutet und der infolgedessen als Verlust angesehen werden muss. Die hintere Fläche kann mit Rippen versehen werden, um die Wärme zu der tiefstmöglichsten Temperatur abzuführen.

Wenn man zur Kennzeichnung eines Thermoelementes als wichtigste Einflussfaktoren den Gütefaktor Z und die thermische Leitfähigkeit L verwendet, so erhält man für den Generator die bestmögliche Struktur, indem man dem Produkt $L\theta^2$ den kleinsten Wert gibt, wobei θ die Temperaturdifferenz zwischen den beiden Lötstellen der Thermoelemente bedeutet. Die Rechnung zeigt, dass man entweder geschwärzte Kollektoren unter vier Glasscheiben oder hochselektive Kollektoren unter zwei Glasscheiben verwenden soll.; in beiden Fällen wählt man für L einen Wert zwischen 3 und 4.10^{-2} W.°K⁻¹/dm².

Man berechnet die Nutzleistung des Gerätes in Abhängigkeit der Betriebsspannung v eines jeden Thermoelementes mit einer thermoelektrischen EMK von $2e$.

Wenn man e durch folgende Gleichung bestimmt :

$$v = 2e\tau,$$

so wird die Leistung durch folgenden Ausdruck gegeben :

$$w = ZL\tau(\theta - \tau).$$

Durch Verwendung der Verlustkurven und unter Berücksichtigung der Verluste durch die Joulsche-Wärme und den Peltier-Effekt $[ZL(\theta - \tau)^2]$ und $[ZLT(\theta - \tau)]$, kann man die Leistung w in Abhängigkeit von τ berechnen, was eine Parabole ergibt, mit einem Maximum für

$$\tau = \frac{\theta_0}{2},$$

θ_0 entspricht der Temperaturdifferenz zwischen beiden Lötstellen bei Leerlauf. Diese Temperaturdifferenz wird unter Belastung durch den Joulschen und den Peltiereffekt bedeutend herabgesetzt. Man erhält so für das Optimum bei einer Umgebungstemperatur von 300°K, bei einer Strahlungsdichte von 10 W/dm² und einem Faktor Z von 15.10^{-4} °K⁻¹ :

$$\theta = 90^\circ, \quad w = 90\,\text{mW},$$

mit geschwärzten Flächen, und

$$\theta = 97^\circ, \quad w = 105\,\text{mW},$$

mit Flächen mit einer Emissionsfaktor von 0,08.

Mit einem Faktor Z, der $25 \cdot 10^{-4}$ °K^{-1} beträgt, hat man dementsprechend 87° und 135 mW bzw. 92° und 150 mW (diese Werte gelten immer für 1 dm²).

Die Leistung *w* nimmt ziemlich schnell ab, wenn die Umgebungstemperatur sinkt, und zwar um 0,5 % pro Grad, während diese Leistung bei einem optimal ausgelegten Gerät nur unwesentlich von der Windgeschwindigkeit abhängt.

Aufgrund dieser Rechnungen kann ein reeller Generator entwickelt werden, wobei man aber die praktischen Unvollkommenheiten berücksichtigen muss, welche die Leistungen durch Vergrösserung der Wärmeverluste und Verringerung des scheinbaren Faktors Z der Thermoelemente herabsetzen.

Wichtig ist vom praktischen Standpunkt die tägliche Nutzleistung, die von einem Sonnengenerator geliefert werden kann. Ueber dem Schwellwert, von dem an die Leerspannung des Generators den Schwellwert *w* erreicht, ist die Nutzleistung eine fast lineare Funktion der Strahlung. Es folgt daraus, dass, wenn man die Kurve der täglichen Strahlungsdichte kennt, und wenn man eine Gerade zieht, welche dem Schwellwert entspricht, die Fläche zwischen dem Scheitel der Kurve und dieser Geraden proportional zur Nutzenergie ist, die man theoretisch aus dem Sonnengenerator ziehen kann.

Beispielsweise wurde geschätzt, dass man im Monat September 1960 in Tamanrasset (Sahara) eine mittlere tägliche Energie von etwa 37 Wh/m² mit einem Gerät mit geschwärzten Kollektoren erhalten hätte.

Vergleichsweise sei erwähnt, dass bei einer ideellen Sonnenstrahlung mit einer Energie von 11 W/dm² etwa 60 Wh/m² erhalten werden könnte.

Diese verschiedenen Betrachtungen führen dazu, den Sonnengenerator reichlich überdimensioniert auszuführen, um die verschiedenen unvermeidlichen Unvollkommenheiten der Ausführung, sowie die Schwankungen der Sonnenbelichtung selbst in bevorzugten Gebieten wie in der Sahara zu berücksichtigen.

UEBER DIE DIREKTE UMWANDLUNG VON WÄRME IN ELEKTRISCHE ENERGIE MIT HILFE DER THERMO-ELEKTRONISCHEN DIODE

Von H. Huber und J. Bensimon. s. 155

Dieser Aufsatz zielt zugleich daraufhin, ein Arbeitsdokument zu liefern als auch die Aufmerksamkeit auf die direkte Umwandlung von Wärme in elektrischen Strom durch die thermo-elektronische Emission in einer Diode mit heisser Kathode hinzulenken.

Diese Möglichkeit, elektrischen Strom auf direkte Weise durch Wärme zu erzeugen, ist ebenso alt wie die Entdeckung des thermo-elektronischen Effektes selbst. Diese Art von Energie-Wandlern hat aber das Interesse der Forscher erst vor einigen Jahren erregt, und zwar unter anderem als Folge des Aufschwunges der Weltraumfahrt, für welche man einfache und verhältnismässig leichte Stromquellen mit einem vernünftigen Wirkungsgrad benötigt.

Der Aufsatz bezieht sich auf zwei Hauptklassen von thermo-elektronischen Wandlern, der Vakuumdiode und der Cäsiumdampfdiode. Für die zweite Klasse beschränkt man sich auf den einfachsten Fall unter Ausschluss der Dioden mit hohem Dampfdruck.

Der Aufsatz umfasst sechs Kapitel, die im Nachstehenden zusammengefasst sind :

1. Einführung und Allgemeines.

Zunächst wird die Bedeutung der thermo-elektronischen Umwandlung der Wärme in Strom im Rahmen der z. Zt. bekannten Verfahren gezeigt.

Der thermo-elektronische Wandler arbeitet wie eine thermo-dynamische Maschine, mit dem Unterschied, dass das Arbeitsmedium hier ein Elektronengas ist, sodass das Hauptproblem in der Herabsetzung oder gar in der Ausschaltung der Raumladungen besteht. Man verfügt hier über zwei Hauptmöglichkeiten :

Man kann den Abstand der Elektroden auf ein Mindestmass verringern, was die Vakuumdiode ergibt.

Man kann in den Elektrodenzwischenraum positive Ionen einführen, insbesondere Cäsiumionen, was zur Cäsiumdiode führt.

2. Vakuumdiode.

Der Zweck dieses Kapitels ist die Bestimmung der zur Verfügung stehenden Wandlerleistung. Zunächst wird die klassische Theorie der Raumladungen in einer Vakuumdiode entsprechend der Darstellung von Langmuir kurz ausgelegt. Die bereits bekannten Begriffe, sowie die von anderen Verfassern entwickelten Auswertungsmethoden werden dabei berücksichtigt. Es werden dann Kurven für die verfügbare Nutzleistung des Wandlers in Abhängigkeit des ohm'schen Widerstandes der Nutzlast gegeben; diese sind mit einem IBM-Rechner bestimmt worden, und zwar für verschiedene Werte der Temperatur und des Sättigungsstromes des Elektronenspenders, sowie für verschiedene Werte des Elektrodenabstandes und der Austrittsarbeits-Differenz.

Am Schluss des Kapitels wird der Einfluss der Rücklaufelektronen auf die Raumladung berücksichtigt, die durch die thermo-elektronische Emission des Elektronen-Kollektors gebildet werden.

3. Cäsiumdiode.

Dieses Kapitel stützt sich ebenfalls auf die Arbeiten von Langmuir und behandelt im Wesentlichen die Einführung von Cäsiumionen durch die Oberflächenionisation, ein Vorgang, welcher vor allem mit der Temperatur des Elektronenspenders

und dem Unterschied zwischen der Austrittsarbeit und der Ionisationsenergie in Verbindung steht : prallt ein Cäsiumatom auf die heisse Emissionsfläche auf, so wird dieses mit einer bestimmten Wahrscheinlichkeit in Form eines Ions verdampft.

Einen Sonderfall für diesen Vorgang stellt eine Wolframoberfläche dar, die mit Cäsiumdampf in Berührung steht. Da die Adsorption des Cäsiums die Austrittsarbeit der Oberfläche verändert, so wirkt diese gleichzeitig auf die Emission von Cäsiumionen und Elektronen ein. Es werden Kurvenscharen gegeben, welche diese Emission für verschiedene Temperaturen der Wolframoberfläche in Abhängigkeit der Sättigungstemperatur des Cäsiumdampfes geben. Daraus ermittelt man die grösstmöglichen Werte für den Strom des Wandlers, indem man die Bedingungen angibt, für welche die Elektronen- und die Ionenraumladungen gleich sind. Es wird die verfügbare Wandlerleistung für den Fall totaler Neutralisierung der Raumladung angegeben.

4. **Wirkungsgrad der Umwandlung.**

Da die beiden oben beschriebenen Typen von Wandlern in Bezug auf den Wirkungsgrad viele gemeinsame Punkte aufweisen, so wird diese Frage getrennt behandelt, indem man die verschiedenen Begriffe des idealen Wirkungsgrades, sowie des halbidealen, thermischen und praktischen Wirkungsgrades definiert. Es werden zunächst die unabhängigen Faktoren des praktischen Wirkungsgrades abgeschätzt : Strahlungsverluste und thermoelektronische Verluste.

Alsdann sucht man die beste Kompromisslösung zwischen den Joule'schen Verlusten und den Verlusten durch Wärmeableitung in den Stromzuführungen zum Elektronenspender und bestimmt schliesslich die Bedingungen zur Erreichung des maximalen Wirkungsgrads in Abhängigkeit vom Strom.

5. **Praktische Ausführungen und die durch diese gestellten Probleme.**

Nachdem man so über das Wesentlich der Theorie verfügt, betrachtet man die technologischen Probleme, insbesondere die geeignete Wahl der Werkstoffe für den Elektronenspender und für den Elektronenkollektor. Bei dieser Wahl muss man den Einfluss der Werkstoffverdampfung von einer Elektrode zur anderen berücksichtigen, da dieser Materialtranspost dazu neigt, die Austrittsarbeiten der Emissions- und der Kollektorelektrode auszugleichen.

Es werden zum Schluss Ausführungsbeispiele für beide Klassen von Dioden angegeben, um die Leistungsfähigkeit erkennen zu lassen : Wirkungsgrade von nahezu 20 % sowie Leistungsdichten von 30 W/cm² (auf die Emissionsfläche bezogen).

6. **Schlussbetrachtung.**

Die oben angeführten Werte geben den thermo-elektronischen Wandlern ihre Daseins-Berechtigung und man kann demnächst, nach Ueberwindung der restlichen Schwierigkeiten insbesondere auf technologischem Gebiet, die Schaffung von erdgebundenen oder Weltraumgeräten erhoffen.

Diese Geräte sind von Natur aus besonders für den Betrieb bei hohen Temperaturen geeignet (1300 bis 3 000°K), sodass bei den verschiedenen Anwendungen als Wärmequellen sowohl die Kernenergie, als auch die Wärme von Verbrennungsgasen oder die Sonnenenergie verwertet werden können. Projekte für diese Anwendungen sind in Entwicklung.

Für die Zukunft kann man noch nicht voraussagen, welche Lösung, die Vakuumdiode oder die Cäsiumdiode, sich durchsetzen wird; letztere, mit ihrem eleganten Verfahren für den Ausgleich der Raumladung, welche eine leichtere Technologie verspricht, scheint einen grossen Vorteil zu bieten.

Zum Schluss wird ein Literaturverzeichnis gegeben.

PARIS. — IMPRIMERIE GAUTHIER-VILLARS & Cie
Quai des Grands-Augustins, 55
158752-61

Imprimé en France

C. D. U. : 621.397.3

Le système de télévision en couleurs SECAM, comparaison avec le système N. T. S. C., par P. Cassagne et M. Sauvanet.

Ann. Radioélect., nº 64, avril 1961, p. 109-121, 9 fig.

Après un exposé des problèmes soulevés par l'introduction de la couleur en télévision, les auteurs décrivent le procédé de transmission séquentiel à mémoire ou SECAM conçu et développé par M. Henri de France. Ils donnent un exemple de réalisation de décodeur et la description des fonctions assurées. L'examen des performances obtenues, par comparaison avec celles du système N. T. S. C., montre la supériorité sensible du SECAM quant à la qualité et à l'économie.

C. D. U. : 621.375.4.029.3

Variation des propriétés des amplificateurs en fonction des tolérances sur les transistors utilisés, par J.-P. Vasseur.

Ann. Radioélect., nº 64, avril 1961, p. 122-127, 5 fig.

Comme dans le cas des lampes, on ne peut obtenir un amplificateur reproductible avec des transistors que si pour chaque étage les impédances de générateur et de charge sont respectivement faibles devant les impédances d'entrée et de sortie. L'introduction de la notion de « gain intrinsèque » d'un étage permet de chiffrer facilement les variations possibles du gain d'un amplificateur en fonction des variations des paramètres des transistors utilisés et l'on trouve une loi simple d'échange de la reproductibilité contre le gain.

C. D. U. : 621.311.39 : 621.314.63 : 533.215

Les générateurs solaires thermoélectriques plans, par J. Vergnolle.

Ann. Radioélect., nº 64, avril 1961, p. 128-154, 48 fig.

L'auteur étudie en détail le fonctionnement des générateurs solaires thermoélectriques plans, qui constituent le dispositif le plus simple et, technologiquement, le plus rustique pour capter l'énergie solaire, la transformer en flux de chaleur traversant des thermocouples à semi-conducteurs, et tirer finalement de l'énergie électrique.

Un très grand nombre d'abaques, permettent de calculer les différents flux thermiques au sein des générateurs et de déterminer des structures optimales.

Partant de ces structures optimales, d'autres abaques fournissent les valeurs de la puissance électrique disponible et des énergies journalières sur lesquelles il est raisonnable de compter.

Sans aborder la technologie proprement dite, l'auteur attire l'attention sur les principaux points délicats des réalisations et sur l'incidence de leurs imperfections pratiques sur les performances.

La voie est ainsi tracée pour la construction de générateurs économiquement compétitifs avec les cellules photovoltaïques.

C. D. U. : 621.385.2 : 537.533

Sur la conversion directe de chaleur en énergie électrique par la diode thermoélectronique, par H. Huber et J. Bensimon.

Ann. Radioélect., nº 64, avril 1961, p. 155-201, 33 fig.

A part quelques conceptions très particulières, on peut actuellement distinguer deux catégories principales de convertisseurs thermoélectroniques :

— la diode à vide;
— la diode à remplissage de césium.

Le comportement de la première catégorie de convertisseur peut être décrit en toute rigueur, par contre l'étude de la deuxième catégorie présente encore quelques difficultés relatives au comportement du plasma de césium.

On se propose avec le présent exposé de fournir à la fois un document de travail et d'attirer l'intérêt sur ce sujet. On se limitera, après un chapitre d'introduction incluant des généralités sur la distribution du potentiel entre électrodes, à donner un aperçu des principaux aspects de la conversion thermoélectronique chaleur-électricité dans les chapitres 2 et 3, le rendement de conversion sera traité séparément dans le chapitre 4 et quelques résultats expérimentaux obtenus ou prévus pour ces deux catégories seront résumés dans le chapitre 5.

U. D. C. : 621.375.4.029.3

Variation of properties of amplifiers with tolerances on the transistors used, by J.-P. VASSEUR.

Ann. Radioélect., No. 64, April 1961, p. 122-127, 5 fig.

As in the case of tubes, a reproducible amplifier can be obtained with transistors only if, in each stage, the load and generator impedances are relatively small compared to the input and output impedances. The introduction of the notion of " intrinsic gain " of a stage provides an easy means for giving a figure for the possible variations of gain of an amplifier in terms of variations in transistor parameters; a simple law is obtained for the relation between reproducibility and gain.

U. D. C. : 621.385.2 : 537.533

On the direct conversion of heat to electrical energy with the thermo-electronic diode, by H. HUBER et J. BENSIMON.

Ann. Radioélect., No. 64, April 1961, p. 155-201, 33 fig.

Apart from a few very special cases, two main classes of thermo-electronic converters can now be recognised :

— the vacuum diode;
— the caesium-filled diode.

The behaviour of the first type of converter can be stated quite rigorously, but the investigation of the second still raises difficulties in respect of the behaviour of the caesium plasma.

In this article it is proposed to set down a working document, as well as to call attention to this subject. After an introductory chapter which includes some general points on the distribution of the inter-electrode potential, only a sketch will be given in chapters 2 and 3 of the main aspects of the thermo-electronic conversion of heat into electricity. Conversion efficiency, will be treated separately in chapter 4, and experimental results obtained or expected for these two categories are summarised in chapter 5.

U. D. C. : 621.397.3

The SECAM colour system compared against the N. T. S. C. system, by P. CASSAGNE et M. SAUVANET.

Ann. Radioélect., No. 64, April 1961, p. 109-121, 9 fig.

Having set out the problems raised by the introduction of colour in television, the authors describe the memory sequential transmission process, or SECAM, devised and developed by Mr. Henri de France.

They give an example of a design for a decoder and describe the functions provided. The examination of the performance obtained, compared to that of the N. T. S. C. system, shows the substantial superiority of the SECAM as regards quality and economical running.

U. D. C. : 621.311.39 : 621.314.63 : 533.215

Plane thermoelectric solar generators, by J. VERGNOLLE.

Ann. Radioélect., No. 64, April 1961, p. 128-154, 48 fig.

The author examines in detail the operation of plane thermoelectric solar generators, these being the simplest system and the most rugged from the technological point of view, for collecting solar energy, transforming it into heat flow through semi-conductor thermocouples, and finally obtaining electric power.

A very large number of charts help calculation of the various heat flows within the generators and the determination of optimum structures.

From these optimum structures, other charts supply the values of the electric power available and of the daily energy which can be relied on.

Without dealing with the engineering aspect, the author calls attention to the main delicate design points and to the influence of their imperfections in actual practice on performance.

The way is thus prepared for the construction of generators capable of competing successfully with photo-voltaic cells.

D. K. : 621.397.3

Kurzfassung des Aufsatzes das Farbfernsehverfahren SECAM. Vergleich mit dem N. T. S. C.-Verfahren, von P. CASSAGNE und M. SAUVANET.

Ann. Radioélect., Nr 64, April 1961, s. 109-121, 9 fig.

Nach einer kurzen Auslegung der Probleme, welche durch die Einführung des Farbfernsehens gestellt werden, beschreiben die Verfasser das Sequenzspeicherverfahren oder SECAM-Verfahren, welches von Herrn Henri de France erfunden und entwickelt wurde. Sie geben ein Ausführungsbeispiel eines Entschlüsselungsgerätes und beschreiben die Arbeitsweise. Eine Untersuchung der Leistungsfähigkeit dieses Verfahrens bei einer Gegenüberstellung mit dem N. T. S. C.-Verfahren zeigt, dass das SECAM-Verfahren wesentliche Vorteile im Bezug auf die Qualität und die Wirtschaftlichkeit ergibt.

D. K. : 621.311.39 : 621.314.63 : 533.15

Ebene thermo-elektrische Sonnengeneratoren, von J. VERGNOLLE.

Ann. Radioélect., Nr 64, April 1961, s. 128-154, 48 fig.

Der Verfasser untersucht aufs genaueste die Arbeitsweise der ebenen thermoelektrischen Sonnenbatterien, welche die einfachste und vom technologischen Standpunkt aus betriebssicherste Vorrichtung zur Auswertung der Sonnenenergie darstellen, und zwar durch Umwandlung des Wärmeflusses, welcher Halbleiter-Thermoelemente durchflutet, in einen elektrischen Strom.

Es wird eine grosse Anzahl von Kurvenscharen gegeben, mit denen es möglich ist, den Wärmefluss im Innern der Batterien zu berechnen, um so den optimalen Aufbau der Elemente zu bestimmen.

Von diesen optimal aufgebauten Geräten ausgehend, liefern andere Kurvenscharen die zur Verfügung stehenden elektrischen Leistungen und die mittlere tägliche Energie, auf die man vernüftigerweise rechnen kann.

Es wird so der Weg für den Bau von wirtschaftlichen Batterien angebahnt, die die Konkurrenz mit den Photozellen aufnehmen können.

D. K. : 621.375.4.029.3

Schwankungen der Eigenschaften der Verstärker in Abhängigkeit der Toleranzen der verwendeten Transistoren, von J.-P. VASSEUR.

Ann. Radioélect., Nr 64, April 1961, s. 122-127, 5 fig.

Wie bei den Röhrenverstärkern kann man nur dann reproduktible Verstärker mit Transistoren erhalten, wenn für alle Stufen der Generatorinnenwiderstand und der Belastungswiderstand respektiv klein in bezug auf den Eingangs-bezw. den Ausgangswiderstand ist. Die Einführung des Begriffes der Eigenverstärkung einer Stufe ermöglicht die leichte Bestimmung der Verstärkungsschwankungen eines Verstärkers in Abhängigkeit der Schwankungen der Daten der verwendeten Transistoren und man findet eine einfache Gesetzmässigkeit der Wechselwirkung der Wiederholbarkeit und der Verstärkung.

D. K. : 621.385.2 : 537.533

Ueber die direkte Umwandlung von Wärme in elektrische Energie mit Hilfe der thermo-elektronischen Diode, von H. HUBER und J. BENSIMON.

Ann. Radioélect., Nr 64, April 1961, p. 155-201, 33 fig.

Ausser einigen ganz speziellen Auslegungen kann man die thermoelektronischen Wandler in zwei Hauptklassen einteilen :
— die Vakuumdiode;
— die Diode mit Cäsiumdampffüllung.

Das Verhalten der Wandler der ersten Klasse kann streng genau beschrieben werden, während die Untersuchung der Wandler der zweiten Klasse gewisse Schwierigkeiten betreffs des Verhaltens des Cäsiumplasmas bietet.

Dieser Aufsatz hat den Zweck, zugleich als Arbeitsdokument zu dienen und das Interesse der Forscher auf diesen Vorgang zu lenken. Nach einem einleitenden Kapitel, welches allgemeine Angaben über die Potentialverteilung zwischen den Elektroden liefert, beschränkt man sich in den Kapiteln 2 und 3 darauf, eine Uebersicht über die wichtigsten Standpunkte der thermo-elektronischen Umwandlung in Strom zu geben.

SOMMAIRE

Imp. GAUTHIER-VILLARS & Cie
55, Quai des Grands-Augustins, PARIS
158752
Dépôt légal, Imprimeur, 1961, n° 1449.
Imprimé en France.

Gérant : L. P. BOULANGER.

